

工學碩士 學位論文

新形式浮消波堤에 의한 波浪制御 및  
動的舉動解析

A Study of Wave Control and Dynamic Responses  
to New Typed-Floating Breakwaters

指導教授 金 度 三

2005年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科

崔 洛 熏

# **A Study of Wave Control and Dynamic Responses to New Typed-Floating Breakwaters**

by  
**Nack-Hoon Choi**

**Department of Civil & Environment System Engineering  
Graduate School  
Korea Maritime University**

## **ABSTRACT**

Floating breakwater has been constructed in advanced countries such as Japan because of the advantages of the coastal environment and construction cost.

In this study, several new typed-floating breakwaters were proposed according to the geometry of the curtain barrier and the existence of horizontal barrier, and were also compared to the steel floating breakwater adopted in Won-Jun fishing port. Performance of wave control was numerically investigated by using Eigenfunction Expansion Method(EEM) and Source Distribution Method(SDM). The results of two-dimensional analysis were confirmed that new typed-floating breakwater was more efficient for control of longer period wave than the steel floating breakwater in Won-Jun fishing port. Moreover, it was revealed that the three-dimensional wave control function of new-typed floating breakwater was more effective than that of floating breakwater in Won-Jun fishing port for harbor tranquility. In addition, this study discussed the three-dimensional wave transformation of the two floating breakwaters moored by catenary and there

dynamic responses in three-dimensional wave field of a fixed depth without land boundary. The validity of the this study was confirmed by comparing it with the results of Ijima et al. for the one floating breakwater and discussed by using EEM and Boundary Element Method(BEM). According to the numerical results, the draft and the width of floating breakwater influence on the wave transformations significantly, and incident wave with longer period was well transmitted to the rear of the floating breakwater. In the case of changing incident wave direction for two floating breakwaters, different dynamic responses in shorter wave period were occurred by interaction between floating breakwaters. For the effects of interaction come to be small relatively for the longer wave period.

# 新形式浮消波堤에 의한 波浪制御 및 動的舉動解析

崔 洛 熏

韓國海洋大學校 大學院  
土木環境工學科

## 요 약

해역의 환경적인 측면과 경제적인 측면에서 각광을 받고있는 부소파제는 국내에서는 아직 계획단계에 있지만, 일본을 위시한 많은 외국에서는 그의 시공 예를 많이 볼 수 있으며, 현재 국내에서도 부소파제의 연구 및 개발이 많이 필요한 시점에 있다.

본 연구에서는 원전어항에서 채용하고 있는 강제부소파제에 비해 소요재료량의 변화가 크지 않은 범위에서 커튼판의 위치와 형식의 변화 및 수평판의 부착 유무에 따른 여러 형식의 부소파제를 제안하여, 고유함수전개법과 특이점분포법에 기초한 수치 해석법으로 그의 파랑제어기능을 검토하였으며, 그 중 파랑제어기능이 탁월한 것으로 판단되는 신형식부소파제를 제안하였다. 이로부터 제안된 신형식부소파제는 원전어항에 설치된 부소파제에 비해 보다 장주기파랑을 효과적으로 제어할 수 있다는 것을 2차원수치해석으로 확인할 수 있었다. 또한, 실험해역에서 특이점분포법을 적용하여 제안된 신형식부소파제와 원전어항 부소파제의 항내정온도를 비교·검토하여, 신형식부소

파제의 3차원파랑제어기능의 우수성을 확인하였다. 그리고, 육역경계가 없는 일정수심의 3차원파동장에 Catenary계류된 2基의 부소파제에 의한 파랑변형과 동적거동을 고유함수전개법과 경계요소법을 병용한 3차원수치해석으로부터 입사파랑의 조건과 파향 및 흘수 등을 변화시켜 1基의 경우와 비교·검토한 결과, 흘수와 부소파제의 폭의 변화는 파랑제어에 큰 영향을 미치며, 입사파의 주기가 길면 부소파제를 통한 전달파가 크다는 것을 알 수 있었다. 그리고, 2基의 부소파제에 대해 경사입사파랑의 경우에 단주기측에서 횡방향의 수평변위와 회전변위가 부소파제 사이의 간섭에 의해 상이하게 발생하는 것을 확인할 수 있었으며, 장주기측으로 이동할수록 간섭의 효과는 작아진다는 것을 알 수 있었다.

# 目 次

ABSTRACT .....	i
요약 .....	iii
目次 .....	v
LIST OF FIGURES .....	vii
LIST OF TABLES .....	xii
 <b>1. 서론</b> .....	 1
1.1 본 연구의 배경과 목적 .....	1
1.2 본 연구의 구성 .....	2
 <b>2. 신형식부소파제의 수치해석법</b> .....	 3
<b>2.1 2차원해석</b> .....	3
2.1.1 고유함수전개법 .....	3
(1) 지배방정식과 경계조건 .....	3
(2) 속도포텐셜의 유도 .....	6
(3) 속도포텐셜 미정계수의 결정 .....	7
(4) 부소파제의 운동방정식 .....	11
2.1.2 특이점분포법 .....	14
(1) 감쇠파이론 .....	14
(2) 지배방정식과 경계조건 .....	15
(3) 부체표면상에서의 운동학적경계조건 .....	16
(4) 접속조건 .....	17
(5) 부소파제의 운동방정식 .....	18
(6) 특이점분포법에 의한 해석 .....	19
2.1.3 해석결과 .....	20
(1) 해석결과의 검증 .....	20
(2) 기본해석모형 .....	21
(3) 제안모형 및 수치해석의 결과 .....	23

<b>2.2</b>	<b>평면파랑변형해석</b>	32
2.2.1	해석이론	32
(1)	투과성구조물을 포함하는 항만영역의 파고분포 산정법	32
2.2.2	해석결과	37
(1)	해석결과의 검증	37
(2)	수치해석을 위한 현지항만모델	42
(3)	수치해석의 결과	43
<b>2.3</b>	<b>3차원해석</b>	53
2.3.1	해석이론	53
(1)	기본가정 및 경계조건	53
(2)	속도포텐셜의 전개	56
(3)	Green함수에 의한 미지수의 표시	58
(4)	부소파제에 작용하는 유체력	66
(5)	부소파제의 운동방정식	72
(6)	영역경계면에서의 연속조건	78
(7)	제량의 결정	84
2.3.2	해석결과	87
(1)	해석결과의 검증	87
(2)	수치해석의 결과	90
1)	파랑변형	90
2)	동적거동	102
<b>3.</b>	<b>결론</b>	106
<b>&lt;참고문헌&gt;</b>		108
<b>Appendix</b>		111

# LIST OF FIGURES

Fig. 2.1.1 Model and fluid regions for EEM .....	4
Fig. 2.1.2 Model and fluid regions for SDM .....	15
Fig. 2.1.3 Comparison of numerical result with experimental ones for the pontoon typed floating breakwater .....	21
Fig. 2.1.4 Standard floating breakwater model .....	22
Fig. 2.1.5 Mooring system .....	22
Fig. 2.1.6 Floating breakwater in Won-Jun fishing port, and its numerical result .....	24
Fig. 2.1.7 Proposed model and numerical result ; CASE-I .....	24
Fig. 2.1.8 Proposed model and numerical result ; CASE-II .....	25
Fig. 2.1.9 Proposed model and numerical result ; CASE-III .....	26
Fig. 2.1.10 Proposed model and numerical result ; CASE-III(a) .....	29
Fig. 2.1.11 Proposed model and numerical result ; CASE-III(b) .....	30
Fig. 2.1.12 Proposed model and numerical result ; CASE-III(c) .....	31
Fig. 2.2.1 Model port and coordinates for analysis .....	33



Fig. 2.2.2 Sketch of computation region for permeability structure	37
Fig. 2.2.3 Distribution of wave height(JSCE)	38
Fig. 2.2.4 Distribution of wave height(Kwack et al.)	38
Fig. 2.2.5 Distribution of wave height(This study)	39
(a) Kwak et al.	40
(b) This study	40
Fig. 2.2.6 Distribution of wave height ; $C_t = 0.0$	40
(a) Kwak et al.	41
(b) This study	41
Fig. 2.2.7 Distribution of wave height ; $C_t = 0.4$	41
Fig. 2.2.8 Coordinates and analysis model	42
(a) $C_r = 0.44, C_t = 0.18$ ; CASE-1	45
(b) $C_r = 0.46, C_t = 0.175$ ; CASE-2	46
Fig. 2.2.9 Distribution of wave height.	
( $S_{\max} = 999, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 3.5sec$ )	46
(a) $C_r = 0.05, C_t = 0.64$ ; CASE-3	47
(b) $C_r = 0.38, C_t = 0.36$ ; CASE-4	48
Fig. 2.2.10 Distribution of wave height.	
( $S_{\max} = 999, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 5.5sec$ )	48

(a) $C_r = 0.44, C_t = 0.18$ ; CASE-5 .....	49
(b) $C_r = 0.46, C_t = 0.175$ ; CASE-6 .....	50
Fig. 2.2.11 Distribution of wave height.	
$(S_{\max} = 10, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 3.5sec)$ .....	50
(a) $C_r = 0.05, C_t = 0.64$ ; CASE-7 .....	51
(b) $C_r = 0.38, C_t = 0.36$ ; CASE-8 .....	52
Fig. 2.2.12 Distribution of wave height.	
$(S_{\max} = 10, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 5.5sec)$ .....	52
Fig. 2.3.1 Model and fluid regions .....	
Fig. 2.3.2 Coordinate on the boundaries between each fluid region .....	
(a) Heaving amplitude .....	88
(b) Swaying amplitude .....	88
(c) Rolling amplitude .....	88
Fig. 2.3.3 Motions of free floating breakwater .....	
(a) Heaving amplitude .....	89
(b) Swaying amplitude .....	89
(c) Rolling amplitude .....	89
Fig. 2.3.4 Motions of floating breakwater under tensile mooring system .....	
(a) $qh = 15cm$ .....	93
(b) $qh = 21cm$ .....	94
(c) $qh = 27cm$ .....	95
Fig. 2.3.5 Distribution of nondimensional wave height according to the variations of drift.	

$(h = 60cm, a = 2.0h, b = 0.3a, c = 20cm, \theta = 90^\circ, T = 1.0sec)$	95
---	----

(a) $\theta = 60^\circ$	96
-------------------------	----

(b) $\theta = 45^\circ$	97
-------------------------	----

Fig. 2.3.6 Distribution of nondimensional wave height according to the variations of wave direction.

$(h = 60cm, a = 2.0h, b = 0.3a, c = 20cm, T = 1.0sec, qh = 21cm)$	97
---	----

(a) $T = 1.2sec$	98
------------------	----

(b) $T = 1.4sec$	99
------------------	----

Fig. 2.3.7 Distribution of nondimensional wave height according to the variations of wave period.

$(h = 60cm, a = 2.0h, b = 0.3a, c = 20cm, \theta = 90^\circ, qh = 21cm)$	99
--	----

(a) $b = 0.2a$	100
----------------	-----

(b) $b = 0.4a$	101
----------------	-----

Fig. 2.3.8 Distribution of nondimensional wave height according to the variations of the width of floating breakwater.

$(h = 60cm, a = 2.0h, c = 20cm, \theta = 90^\circ, T = 1.2sec, qh = 21cm)$	101
--	-----

(a) Heaving amplitude	103
-----------------------	-----

(b) Swaying amplitude	103
-----------------------	-----

(c) Rolling amplitude	103
-----------------------	-----

Fig. 2.3.9 Motions of floating breakwater under catenary mooring system.

	103
--	-----

(a) Heaving amplitude	104
-----------------------	-----

(b) Swaying amplitude	104
-----------------------	-----

(c) Rolling amplitude	104
-----------------------	-----

(d) Surging amplitude .....	105
(e) Pitching amplitude .....	105
(f) Yawing amplitude .....	105
Fig. 2.3.10 Motions of two floating breakwaters under catenary mooring system. ....	105

## LIST OF TABLES

Table. 2.1.1 The physical characteristics of model .....	22
Table. 2.2.1 Conditions of incident waves and analysis model .....	43

# 1. 서론

---

## 1.1 본 연구의 배경과 목적

최근, 육지가용공간의 부족과 육상자원 고갈의 대안으로 해양공간과 자원의 이용이 점차 강조되고, 해양위터프론트개발의 필요성이 대두되면서 그의 근간을 이루는 해양인프라 구축의 필요성과 이에 친수성, 경제성 및 환경적 측면 등이 거론되고 있다. 따라서, 기존의 중력식 방파제에 친수성과 환경성을 부가한 여러 형식의 방파제가 개발되어 주어진 기능을 원활히 수행하지만, 막대한 공사비를 고려하면 반드시 적합한 구조물이라고는 할 수 없다. 따라서, 해역의 파랑환경에 따라 부가된 친수성, 환경성, 경제성 등의 역할을 충분히 담당할 수 있는 부소파제에 관한 연구가 국내·외적으로 널리 수행되어 왔으며, 국내에서는 현재 마산시 원전어항에 부소파제를 처음으로 도입·시공 중에 있다(마산지방 해양수산청, 2002; 포스코건설, 2003).

부소파제는 파랑에너지가 집중되는 자유수면하 20%정도에 부체를 띄워 입사파랑을 제어한다는 측면에서 무엇보다 대수심해역에 적합하고, 해수의 흐름을 방해하지 않아 항내 오염을 줄일 수 있을 뿐만 아니라, 지진의 피해를 최소화할 수 있고, 연약지반상에서도 쉽게 건설될 수 있다는 장점이 있다.

부소파제의 형식으로는 일반적으로 제작이 용이하고, 내파안정성이 뛰어난 폰툰형이 널리 이용되어 왔다. 그러나, 폰툰형부소파제는 내습파를 외해로 반사시킴으로써 투과파를 저감하기 때문에 충분한 크기의 자중이 요구되고, 부소파제 폭의 3배 정도 이하의 비교적 단파장의 파에 대해서만 유효한 것으로 알려져 있다. 따라서, 원전어항의 경우에는 폰툰형부소파제의 단점인 고반사성 및 장주기파에 대한 고투과성을 효과적으로 제어할 수 있고, 와류 등에 의한 파랑에너지의 소산을 도모하는 커튼식 부소파제(中村 등, 1999)를 적용하고 있다.

본 연구에서는 원전어항에서 채용하고 있는 부소파제에 비해 소요재료량의 변화가 크지 않은 범위에서 커튼판의 위치와 형식의 변화 및 수평판의 부착유무에 따른 여러 형식의 부소파제를 제안하여, 고유함수전개법과 특이점분포법에 기초한 수치해석법으로 그의 파랑제어기능을 상세히 검토하여 파랑제어기능이 탁월한 것으로 판단되는 신형식부소파제를 개발함과 동시에, 실효역을 대상으로 평면2차원 파동장의 수치해석법인 특이점분포법을 적용하여 제안된 신형식부소파제와 원전어항 부소파제의 항내정온도를 비교·검토

하였다.

이상의 검토는 부소파제의 3차원적인 파랑변형과 거동을 고려하지 않은 해석법이다. 부소파제가 설치되는 실효역을 고려하면 변동수심, 육역경계 및 多基구조물의 3차원적인 거동을 동시에 고려한 해석법이 요구되지만, 현 단계에서 컴퓨터 용량상 많은 어려움이 있는 실정이다. 따라서, 본 연구에서는 육역경계가 없는 일정수심의 3차원파동장에 Catenary계류된 2基의 부소파제에 대해 고유함수전개법과 경계요소법을 병용한 3차원수치해석으로부터 입사파랑의 조건과 파향 및 홀수 등을 변화시켜 파랑변형과 동적거동을 해석하였으며, 이의 결과를 1基의 경우와 비교·검토하여 2基의 경우에 간섭효과와 배치문제를 고찰하였다.

## 1.2 본 연구의 구성

본 연구는 총 3장으로 구성되며, 제 1장에서는 본 연구의 배경과 목적에 대해서 서술하고, 다음으로 본 연구의 구성에 대해서 간단히 기술한다. 제 2장에서는 신형식부소파제에 의한 파랑제어 및 동적거동해석을 위한 수치해석법을 2차원, 평면2차원, 3차원해석으로 나누어 서술한다. 먼저 2.1절에서는 원전어항에서 채용하고 있는 강제부소파제에 비해 소요재료량의 변화가 크지 않은 범위에서 커튼판의 위치와 형식의 변화 및 수평판의 부착 유무에 따른 여러 형식의 부소파제를 제안하였으며, 2.2절에서는 특이점분포법에 의한 부소파제의 평면파랑변형의 수치해석법의 서술과 원전어항에서 채용하고 있는 부소파제와 2.1절에서 제안된 부소파제를 대상으로 수치해석을 실시하였고, 2.3절에서는 입사파향에 대한 횡방향 2基의 부소파제에 의한 3차원파랑변형과 동적거동을 해석하기 위한 수치해석법의 이론적인 내용과 부소파제의 홀수, 입사파향각, 입사파의 주기, 부소파제의 폭 등을 변화시켜 수치해석을 수행하여 그의 특성을 검토하였다. 제 3장에서는 이상의 검토로부터 중요한 사항을 요약하여 본 연구의 결론을 얻는다. 마지막으로 본 연구에 있어서 참고하고 인용한 주요한 문헌을 제시한다.

# 2. 신형식부소파제의 수치해석법

## 2.1 2차원 해석

부소파제의 개발·설계에 있어서, 2차원적인 부소파제의 단면형상과 그의 운동변위 및 계류라인의 장력 등은 중요한 요소이며 이는 단면2차원해석으로 산정될 수 있다. 특히, 부소파제의 효과적인 단면형상을 단면2차원수치해석으로부터 결정하는 것은 비용과 시간의 절감이라는 관점에서 매우 중요하며, 보다 효과적인 부소파제의 단면을 결정하기 위하여 여러 형식의 부소파제에 대한 파랑변형과 동적거동의 검토가 필요하다. 따라서, 본 절에서는 원전어항에서 채용하고 있는 부소파제와 비교하여 소요재료량의 변화가 크지 않은 범위에서 커튼판의 위치와 형식의 변화 및 수평판의 부착유무에 따른 여러 형식의 부소파제를 제안하여, 고유함수전개법(Eigenfunction Expansion Method; EEM)과 특이점분포법(Source Distribution Method; SDM)에 기초한 수치해석법으로 그의 파랑제어기능과 동적거동을 검토한다.

### 2.1.1 고유함수전개법

고유함수전개법은 직사각형의 잠제나 트렌치(trench) 등과 같이 유체영역을 수심의 변화에 따라 연직으로 분할할 수 있는 경우에 적용되며, 각각의 유체역에 있어서 유체운동의 속도포텐셜을 영역의 상면과 하면의 경계조건을 만족하도록 결정한다. 이 때, 속도포텐셜함수에 포함되는 미정계수는 유체영역분할의 가상연직경계면에서 속도포텐셜(압력)과 그의 법선미분(유속)이 일치하는 조건(연속조건)과 고유함수의 직교성으로부터 얻어지는 미정계수의 1차관계식에 의해 결정되는 수치해석법이다.

#### (1) 지배방정식과 경계조건

다음의 Fig. 2.1.1에 나타내는 바와 같이 일정수심  $h$ 의 2차원파동장에 폰툰형부소파제가 Catenary계류된 경우를 고려한다. 부소파제의 중심은  $G(0, z_G)$ 에 있고, 흘수를  $-qh$ , 질량을  $M_g$ , 관성모멘트를  $I_m$ 으로 각각 정의한다. 이 때, 수심의 변화와 경계



조건의 변화에 따라 유체영역을  $I, II, III$ 으로 분할하면 각 영역에서 속도포텐셜  $\Phi(x, z, t)$  및 부소파체의 운동요소  $x_0$ (sway),  $z_0$ (heave),  $\theta_0$ (roll)에 관한 지배방정식과 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

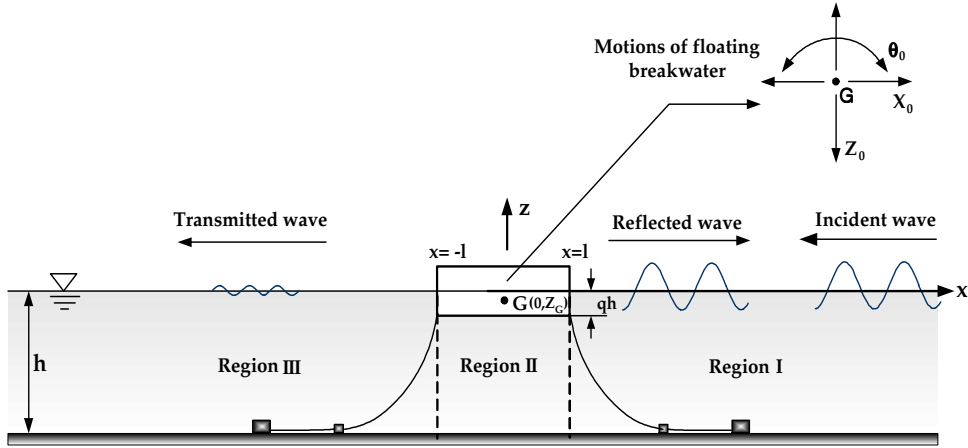


Fig. 2.1.1. Model and fluid regions for EEM.

• 지배방정식

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0, j = I, II, III \quad (2.1.1)$$

• 경계조건

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, z = 0, j = I, III \text{ <combined free surface boundary condition>} \quad (2.1.2)$$

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, z = -h, j = I, II, III \text{ <impermeable condition on sea bottom>} \quad (2.1.3)$$

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} \{z_0 + \theta_0 x\}, z = -qh, j = II \text{ <surface boundary condition on the floating breakwater>} \quad (2.1.4)$$

여기서,

$$\Phi_j(x, z, t) = \phi_j(x, z)e^{i\sigma t}, j = I, II, III \quad (2.1.5)$$

$$\begin{cases} x_0 = \alpha e^{i\sigma t} \\ z_0 = \beta e^{i\sigma t} \\ \theta_0 = \omega e^{i\sigma t} \end{cases} \quad (2.1.6)$$

또한,  $\alpha, \beta, \omega$ 는 sway, heave 및 roll의 복소진폭,  $\sigma$ 는 각주파수( $= 2\pi/T$ ,  $T$ 는 주기),  $i = \sqrt{-1}$ ,  $g$ 는 중력가속도이다.

식(2.1.5), (2.1.6)의 결과를 식(2.1.1)~(2.1.4)에 대입하여 다음을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0, j = I, II, III \quad (2.1.7)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_j = 0, z = 0, j = I, III \quad (2.1.8)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0, z = -h, j = I, II, III \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = i\sigma \{\beta + \omega x\}, z = -qh, j = II \quad (2.1.10)$$

•  $x = \pm l$ 의 가상경계면에서 경계조건<수평유속과 압력의 접합조건>

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial x} = \begin{cases} i\sigma \{\alpha - (z - z_G)\omega\}, x = +l, -qh < z < 0 \\ \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x}, x = +l, -h < z < -qh \end{cases} \quad (2.1.11)$$

$$\phi_I = \phi_{II}, \quad x = +l, \quad -h < z < -qh \quad (2.1.12)$$

$$\frac{\partial \phi_{III}}{\partial x} = \begin{cases} i\sigma \{ \alpha - (z - z_G)\omega \}, & x = -l, \quad -qh < z < 0 \\ \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x}, & x = -l, \quad -h < z < -qh \end{cases} \quad (2.1.13)$$

$$\phi_{III} = \phi_{II}, \quad x = -l, \quad -h < z < -qh \quad (2.1.14)$$

## (2) 속도포텐셜의 유도

지배방정식(2.1.7)과 각 유체영역에서 주어지는 경계조건을 만족하는 속도포텐셜의 일반해를 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\phi_I(x, z) = \begin{cases} \left\{ A_0 e^{ik(x-l)} + B_0 e^{-ik(x-l)} \right\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-k_n(x-l)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \end{cases} \quad (2.1.15)$$

$$\phi_{II}(x, z) = \begin{cases} C_0 x + D_0 \\ + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ C_s e^{\frac{s\pi}{\bar{q}h}(x-l)} + D_s e^{-\frac{s\pi}{\bar{q}h}(x+l)} \right\} \cos \frac{s\pi(z+h)}{\bar{q}h} \\ + \frac{i\sigma\beta}{\bar{q}h} \left\{ -\frac{x^2}{2} + \frac{(z+h)^2}{2} - \frac{\bar{q}^2 h^2}{6} \right\} \\ + \frac{i\sigma\omega x}{\bar{q}h} \left\{ -\frac{x^2}{6} + \frac{(z+h)^2}{2} - \frac{\bar{q}^2 h^2}{6} \right\} \end{cases} \quad (2.1.16)$$

$$\phi_{III}(x, z) = E_0 e^{ik(x+l)} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n e^{k_n(x+l)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \quad (2.1.17)$$

여기서,  $B_0, B_n, E_0, E_n, C_0, D_0, C_s, D_s$ 는 속도포텐셜의 복소미정계수,  $\bar{q} = 1 - q$ 이며, 식(2.1.16)에서 운동경계조건에 대한 특수해는 Laplace transform으로부터 유도된 결과이다. 그리고,  $k$ 와  $k_n$ 은 진행파와 감쇠정상파(소멸파)의 파수로 복합자유수면 경계조건을 만족하기 위하여 다음의 분산관계식에 의해 주어지는 고유치이다.

$$\frac{\sigma^2}{g} = k \tanh kh = -k_n \tanh k_n h \quad (2.1.18)$$

또한,  $A_0$ 는 입사파성분을 나타내는 속도포텐셜의 복소계수로써 다음과 같이 산정될 수 있다.

$$A_0 = \frac{igHe^{ikl}}{2\sigma} \quad (2.1.19)$$

여기서,  $H$ 는 입사파의 파고를 나타낸다.

### (3) 속도포텐셜 미정계수의 결정

속도포텐셜의 미정계수는 분할된 유체영역의 경계면에서 에너지Flux와 질량Flux가 연속되어야 하기 때문에 식(2.1.11)~(2.1.14)의 접합조건을 만족하여야 한다. 이 접합조건에 식(2.1.15), (2.1.16), (2.1.17)을 대입하고, 식(2.1.11)±(2.1.13), 식(2.1.12)±(2.1.14)의 계산을 수행하면 다음의 식들을 얻는다.

$$\begin{aligned}
& ik(A_0 - B_0 + E_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \sum_{n=1}^{\infty} k_n (B_n - E_n) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\
& = \begin{cases} \cdot 2i\sigma \{\alpha - (z - z_G)\omega\}, & (-qh < z < 0) \\ \cdot \left\{ \begin{aligned} & 2C_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\pi}{\bar{q}h} (1 + e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}})(C_s - D_s) \cos \frac{s\pi(z+h)}{\bar{q}h} \\ & + \frac{i\sigma\omega}{\bar{q}h} \left\{ -l^2 + (z+h)^2 - \frac{\bar{q}^2 h^2}{3} \right\}, \end{aligned} \right. & (-h < z < qh) \end{cases} \quad (2.1.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& ik(A_0 - B_0 - E_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \sum_{n=1}^{\infty} k_n (B_n + E_n) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\
& = \begin{cases} \cdot 0 & (-qh < z < 0) \\ \cdot \left\{ \begin{aligned} & \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\pi}{\bar{q}h} (1 - e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}})(C_s + D_s) \cos \frac{s\pi(z+h)}{\bar{q}h} \\ & - \frac{2i\sigma\beta l}{\bar{q}h} \end{aligned} \right. & (-h < z < -qh) \end{cases} \quad (2.1.21)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& (A_0 + B_0 + E_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\
& = 2D_0 + \sum_{s=1}^{\infty} (1 + e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}})(C_s + D_s) \cos \frac{s\pi(z+h)}{\bar{q}h} \\
& + \frac{i\sigma\beta}{\bar{q}h} \left\{ -l^2 + (z+h)^2 - \frac{\bar{q}^2 h^2}{3} \right\} \quad (-h < z < -qh) \quad (2.1.22)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& (A_0 + B_0 - E_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\
&= 2lC_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \left(1 - e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}}\right) (C_s - D_s) \cos \frac{s\pi(z+h)}{\bar{q}h} \\
&+ \frac{i\sigma l\omega}{\bar{q}h} \left\{ -\frac{l^2}{3} + (z+h)^2 - \frac{\bar{q}^2 h^2}{3} \right\} \quad (-h < z < -qh)
\end{aligned} \tag{2.1.23}$$

식(2.1.20)~(2.1.23)에 고유함수의 직교성을 이용하여, 주어진 영역에 대해 연직적분을 실시하면, 다음의 식들을 얻는다.

$$\begin{aligned}
ikf_1(A_0 - B_0 + E_0) &= 2f_4 C_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\pi}{\bar{q}h} \left(1 + e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}}\right) f_5(C_s - D_s) \\
&+ 2i\sigma f_2 \alpha + \frac{i\sigma\omega}{\bar{q}h} \left\{ -2\bar{q}h f_3 - \left(l^2 + \frac{\bar{q}^2 h^2}{3}\right) f_4 + f_6 \right\}
\end{aligned} \tag{2.1.24}$$

$$\begin{aligned}
-k_n f_{1n}(B_n - E_n) &= 2f_{4n} C_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\pi}{\bar{q}h} \left(1 + e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}}\right) f_{5n}(C_s - D_s) \\
&+ 2i\sigma f_{2n} \alpha + \frac{i\sigma\omega}{\bar{q}h} \left\{ -2\bar{q}h f_{3n} - \left(l^2 + \frac{\bar{q}^2 h^2}{3}\right) f_{4n} + f_{6n} \right\} \\
n &= 1, 2, 3, \dots
\end{aligned} \tag{2.1.25}$$

$$ikf_1(A_0 - B_0 - E_0) = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\pi}{\bar{q}h} \left(1 - e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}}\right) f_5(C_s + D_s) - \frac{2i\sigma l f_4}{\bar{q}h} \beta \tag{2.1.26}$$

$$\begin{aligned}
-k_n f_{1n}(B_n + E_n) &= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\pi}{\bar{q}h} \left(1 - e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}}\right) f_{5n}(C_s + D_s) - \frac{2i\sigma l f_{4n}}{\bar{q}h} \beta \\
n &= 1, 2, 3, \dots
\end{aligned} \tag{2.1.27}$$

$$(A_0 + B_0 + E_0)f_4 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n)f_{4n} = 2\bar{q}hD_0 - i\sigma l^2\beta \quad (2.1.28)$$

$$\begin{aligned} (A_0 + B_0 + E_0)f_5 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n)f_{5n} &= \frac{\bar{q}h(1 + e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}})}{2} (C_s + D_s) \\ &+ \frac{2i\sigma(-1)^s(\bar{q}h)^2}{(s\pi)^2}\beta \\ s &= 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (2.1.29)$$

$$(A_0 + B_0 - E_0)f_4 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n)f_{4n} = 2\bar{q}hlC_0 - \frac{i\sigma l^3}{3}\omega \quad (2.1.30)$$

$$\begin{aligned} (A_0 + B_0 - E_0)f_4 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n)f_{5n} &= \frac{\bar{q}h(1 - e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}})}{2} (C_s - D_s) \\ &+ \frac{2i\sigma l(-1)^s(\bar{q}h)^2}{(s\pi)^2}\omega \\ s &= 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (2.1.31)$$

여기서,

$$f_1 = \frac{h}{2\cosh^2 kh} \left( 1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right)$$

$$f_{1n} = \frac{h}{2\cos^2 k_n h} \left( 1 + \frac{\sin 2k_n h}{2k_n h} \right)$$

$$f_2 = \frac{\sinh kh - \sinh \bar{q}kh}{k\cosh kh}$$

$$f_{2n} = \frac{\sin k_n h - \sin \bar{q}k_n h}{k_n \cos k_n h}$$

$$\begin{aligned}
f_3 &= \frac{-kz_G \sinh kh - \cosh kh + k(qh + z_G) \sinh \bar{q} kh + \cosh \bar{q} kh}{k^2 \cosh kh} \\
f_{3n} &= \frac{-k_n z_G \sin k_n h + \cos k_n h + k_n(qh + z_G) \sin \bar{q} k_n h - \cos \bar{q} k_n h}{k_n^2 \cos k_n h} \\
f_4 &= \frac{\sinh \bar{q} kh}{k \cosh kh} \\
f_{4n} &= \frac{\sin \bar{q} k_n h}{k_n \cos k_n h} \\
f_5 &= \frac{(-1)^s}{k \cosh kh} \frac{\sinh \bar{q} kh}{1 + \left( \frac{s\pi}{\bar{q} kh} \right)^2} \\
f_{5n} &= \frac{(-1)^s}{k_n \cos k_n h} \frac{\sin \bar{q} k_n h}{1 - \left( \frac{s\pi}{\bar{q} k_n h} \right)^2} \\
f_6 &= \frac{((\bar{q} kh)^2 + 2) \sinh \bar{q} kh - 2\bar{q} kh \cosh \bar{q} kh}{k^3 \cosh kh} \\
f_{6n} &= \frac{((\bar{q} k_n h)^2 - 2) \sin \bar{q} k_n h + 2\bar{q} k_n h \cos \bar{q} k_n h}{k_n^3 \cos k_n h}
\end{aligned}$$

#### (4) 부소파제의 운동방정식

부소파제에 작용하는 유체압력, 정수압적인 복원력 및 계류라인의 저항력을 고려하면 부소파제의 수평, 연직 및 회전운동방정식은 다음과 같이 주어진다.

##### • 수평운동방정식

$$M_g \frac{d^2 x_0}{dt^2} = \int_{-qh}^0 \{p_{III}(-l, z) - p_I(l, z)\} dz - 4K_{xx}\alpha - 4K_{xz}\beta - 4K_{x\theta}\omega \quad (2.1.32)$$



- 연직운동방정식

$$M_g \frac{d^2 z_0}{dt^2} = \int_{-l}^l p_{II}(x, -qh) dx - 2\rho g l \beta - 4K_{zx} \alpha - 4K_{zz} \beta - 4K_{z\theta} \omega \quad (2.1.33)$$

- 회전운동방정식

$$\begin{aligned} I_m \frac{d^2 \theta}{dt^2} = & \int_{-qh}^0 \{p_{III}(-l, z) - p_I(l, z)\} (z - z_G) dz + \int_{-l}^l p_{II}(x, -qh) x dx \\ & - M_g g \left( \frac{l^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_G \right) \omega - 4K_{\theta x} \alpha - 4K_{\theta z} \beta - 4K_{\theta\theta} \omega \end{aligned} \quad (2.1.34)$$

여기서,  $K_{ij}(i, j = x, z, \theta)$ 는 계류라인의 저항력으로 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} K_{xx} = K_{HH} \\ K_{xz} = K_{HV} \\ K_{x\theta} = [K_{HH}(z_E - z_G) - K_{HV}(z_E - x_G)] \end{cases} \quad \begin{cases} K_{zx} = K_{xz} \\ K_{zz} = K_{VV} \\ K_{z\theta} = [K_{HV}(z_E - z_G) - K_{VV}(z_E - x_G)] \end{cases} \quad \begin{cases} K_{\theta x} = K_{x\theta} \\ K_{\theta z} = K_{z\theta} \\ K_{\theta\theta} = [K_{HH}(z_E - z_G)^2 - K_{HV}(z_E - z_G)(x_E - x_G) + K_{VV}(x_E - x_G)^2] \end{cases}$$

여기서,  $(x_E, z_E)$ 는 부체계류점의 좌표이고,  $K_{HH}, K_{HV}, K_{VV}$ 는 Appendix를 참조 바란다.

식(2.1.32)~(2.1.34)에  $p_j = -\rho \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} = -i\rho\sigma\phi_j$  ( $j = I, II, III$ ) 을 대입하여 정리하면 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$i\rho\sigma(A_0 + B_0 - E_0)f_2 + i\rho\sigma \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n)f_{2n} + (M_g\sigma^2 - 2K_{xx})\alpha - 2K_{xz}\beta - 2K_{x\theta}\omega = 0 \quad (2.1.35)$$

$$2i\rho\sigma l D_0 + i\rho\sigma \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s \frac{\bar{q}h}{s\pi} \left(1 - e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}}\right) (C_s + D_s) + 2K_{zx}\alpha + \left\{2K_{zz} - M_g\sigma^2 - \frac{\rho\sigma^2}{\bar{q}h} \left(-\frac{l^3}{3} + \frac{2l\bar{q}^2 h^2}{3}\right) + 2\rho g l\right\} \beta + 2K_{z\theta}\omega = 0 \quad (2.1.36)$$

$$i\rho\sigma(E_0 - A_0 - B_0)f_3 + i\rho\sigma \sum_{n=1}^{\infty} (E_n - B_n)f_{3n} - \frac{2i\rho\sigma l^3}{3} C_0 - i\rho\sigma \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s (C_s f_7 + D_s f_8) - 2K_{\theta x}\alpha - 2K_{\theta z}\beta + \left[ I_m\sigma^2 + \frac{\rho\sigma^2}{\bar{q}h} \left(-\frac{2l^5}{30} + \frac{2\bar{q}^2 h^2 l^3}{9}\right) - M_g g \left(\frac{l^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_G\right) - 2K_{\theta\theta} \right] \omega = 0 \quad (2.1.37)$$

여기서,

$$f_7 = \frac{\bar{q}h}{s\pi} \left(l - \frac{\bar{q}h}{s\pi}\right) + \frac{\bar{q}h}{s\pi} e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}} \left(l + \frac{\bar{q}h}{s\pi}\right)$$

$$f_8 = -\frac{\bar{q}h}{s\pi} \left(l - \frac{\bar{q}h}{s\pi}\right) - \frac{\bar{q}h}{s\pi} e^{-\frac{2s\pi l}{\bar{q}h}} \left(l + \frac{\bar{q}h}{s\pi}\right)$$

이상으로부터 얻어지는 방정식은 식(2.1.24), (2.1.26), (2.1.28), (2.1.30)의 4개, 식(2.1.25), (2.1.27)에서  $2n$ 개, 식(2.1.29), (2.1.31)에서  $2s$ 개 및 운동방정식(2.1.35),

(2.1.36), (2.1.37)의 3개로 총  $7 + 2n + 2s$ 개로 구성되며, 미지수는  $B_0, E_0, C_0, D_0, \alpha, \beta, \omega$ 가 7개,  $B_n, E_n$ 이  $2n$ 개,  $C_s, D_s$ 가  $2s$ 개이므로 연립방정식의 수와 산정되어야 하는 미지수가 동일하므로 식(2.1.24)~(2.1.31)과 식(2.1.35)~(2.1.37)을 동시에 풀면 속도포텐셜의 미정계수와 부채동요에 관한 복소진폭을 구할 수 있다.

## 2.1.2 특이점분포법

특이점분포법은 파동장의 지배방정식과 구조물 표면에서의 경계조건을 제외한 모든 경계조건을 만족하는 Green함수를 적용하여, 구조물표면에 분포시키는 파원강도분포함수를 매개로 하는 경계적분방정식을 수치적으로 풀어 속도포텐셜을 산정하는 해석법으로 복잡한 형상의 구조물에도 쉽게 적용된다.

### (1) 감쇠파이론

다음의 Fig. 2.1.2에 나타내는 바와 같이 부소파제의 주변파동장을 영역 *I*에서 영역 *III*까지 세 영역으로 분할한다. 여기서, 수심은 각 영역에서 상이하더라도 관계없다. 영역 *I*은 입사파와 반사파가 공존하며, 영역 *III*은 투과파만이 존재하는 영역으로 각각 비감쇠영역으로 한다. 영역 *II*는 구조물에 의한 마찰, 흐름의 박리 및 와류 등으로부터 발생하는 에너지소산이 존재하므로 에너지소산을 근사적으로 고려하기 위해 감쇠파영역으로 설정된다(中村 등, 1999).

감쇠파영역에는 유속에 비례하는 저항이 작용하는 가상적인 유체가 설정되어 있는 것으로 하면 그의 선형운동방정식은 다음의 식으로 표현된다(Sollitt et al., 1972; 김 등, 1997; 中村 등, 1999).

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla (p + \rho g z) - f_c \sigma \mathbf{v} \quad (2.1.38)$$

여기서,  $\mathbf{v}$ 는 유속벡터,  $p$ 는 유체압력,  $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial z)$ ,  $\rho$ 는 밀도,  $f_c$ 는 선형저항계수이다.

영역 *I*에서 입사파의 속도포텐셜  $\Phi_0$ 은 입사파가  $x$ 축의 (+)방향으로 진행한다고 가정하면 식(2.1.39)와 같이 주어진다.

$$\Phi_0(x, z, t) = -\frac{igH}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i(kx - \sigma t)} \quad (2.1.39)$$

여기서,  $H$ 는 입사파고,  $k$ 는 비감쇠파의 진행파모드의 파수( $= 2\pi/L$ ,  $L$ :파장),  $i = \sqrt{-1}$ ,  $h$ 는 수심이다.

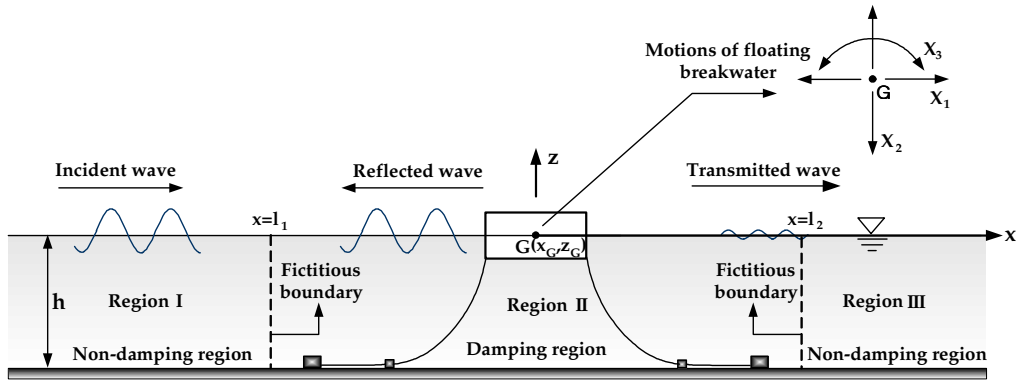


Fig. 2.1.2. Model and fluid regions for SDM.

## (2) 지배방정식과 경계조건

유체를 비압축성의 비회전운동으로 가정하면 각 영역에서 속도포텐셜  $\Phi_j$  ( $j = I, II, III$ )을 정의할 수 있고, 지배방정식은 다음의 Laplace 방정식으로 주어진다.

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = I, II, III \quad (2.1.40)$$

입사파가 직접적으로 존재하는 영역  $I$ 에서의 속도포텐셜은 입사파, 반사파 및 발산파의 속도포텐셜  $\Phi_0, \Phi_{DI}$ 과  $\Phi_{RI}$ 의 선형합인  $\Phi_I = \Phi_0 + \Phi_{DI} + \Phi_{RI}$ 으로 표현되고, 영역  $II, III$ 에서의 속도포텐셜은 반사파와 발산파를 고려하여  $\Phi_{II, III} = \Phi_{DII, III} + \Phi_{RII, III}$ 로 표현된다.

부체가 유체영역  $II$ 에만 있다고 하면, 속도포텐셜  $\Phi_j$  ( $j = I, II, III$ )에 관한 경계조건은 다음의 식들로 구성된다.

$$\frac{\partial \Phi_{DII}}{\partial n} = 0 \text{ on the structure, } j = II \quad \langle \text{surface boundary condition on the fixed structure} \rangle \quad (2.1.41)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = - (1 + if_c) \left( \frac{1}{g} \right) \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2}, z = 0, j = II \\ \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = - \left( \frac{1}{g} \right) \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2}, z = 0, j = I, III \end{cases} \quad \langle \text{free water surface boundary condition} \rangle \quad (2.1.42)$$

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, z = -h, j = I, II, III \quad \langle \text{impermeable condition on sea bottom} \rangle \quad (2.1.43)$$

여기서,  $n$ 은 수중부체표면에서의 외향법선이다.

### (3) 부체표면상에서의 운동학적 경계조건

다음으로, 부체가 파의 작용에 의해 그 무게중심  $G(x_G, z_G)$ 를 중심으로 하여 Fig. 2.1.2에 나타내는 각 운동모드방향으로 식(2.1.44)와 같이 조화진동하는 경우를 고려한다.

$$X_m(t) = \hat{X}_m e^{-i\sigma t} \quad (2.1.44)$$

여기서,  $X_m, \hat{X}_m$ 는 각각 변위 및 그 복소진폭, 아랫첨자  $m$ 은 각각 sway( $m = 1$ ), heave( $m = 2$ ), roll( $m = 3$ )의 각 운동모드에 대응한다.

이 때, 영역  $II$ 에서 발산파의 속도포텐셜  $\Phi_{RII}$ 가 만족하여야 하는 운동학적 경계조건은 식(2.1.45)로 표현된다.

$$\frac{\partial \Phi_{RII}}{\partial \xi} = \frac{\partial X_1}{\partial t} \xi_1 + \frac{\partial X_2}{\partial t} \xi_2 + \frac{\partial X_3}{\partial t} \xi_3 \text{ on the structure} \quad (2.1.45)$$

여기서,  $\xi = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ 는 수중부체표면에서의 일반화된 단위법선벡터로 다음의 식으로 정의되며,  $n_X = dx/dn$ ,  $n_Z = dz/dn$ ,  $R_B$ 는 부체의 대표길이를 나타낸다.

$$(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = (n_X, n_Z, \{n_X(z - z_G) - n_Z(x - x_G)\}/R_B) \quad (2.1.46)$$

또한, 발산파속도포텐셜  $\Phi_{RII}$ 는 선형경계치문제를 만족하고 있으므로 식(2.1.47)과 같이 각각의 동요모드로 분리하여 취급할 수 있다.

$$\Phi_{RII} = \sum_{m=1}^3 (\Phi_{Rm})_{II} X_m \quad (2.1.47)$$

여기서,  $(\Phi_{Rm})_{II}$  ( $m = 1, 2, 3$ )은 각 운동모드에 의한 영역  $II$ 에서 발산파속도포텐셜이다.

#### (4) 접속조건

본 해석모델은 각 영역에서 포텐셜을 산정하고 있으므로 각 영역의 가상경계면에서 압력과 유속의 접속조건이 필요하게 된다. 영역  $I$ 과 영역  $II$ 의 접속경계점  $x = l_1$  및 영역  $II$ 와 영역  $III$ 의 접속경계점  $x = l_2$ 에 있어서 접속조건을 나타내면 각각 다음과 같이 된다.

$$\begin{cases} \Phi_0 + \Phi_I = (1 + if_c) \Phi_{II}, & x = l_1 \\ \frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_I)}{\partial n_I} = - \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial n_{II}}, & x = l_1 \end{cases} \quad (2.1.48)$$

$$\begin{cases} \Phi_{III} = (1 + if_c)\Phi_{II}, & x = l_2 \\ \frac{\partial \Phi_{III}}{\partial n_{III}} = -\frac{\partial \Phi_{II}}{\partial n_{II}}, & x = l_2 \end{cases} \quad (2.1.49)$$

여기서,  $\partial/\partial n_j$ 는 각 영역  $j = I, II, III$ 의 경계면에서 내향법선미분을 나타낸다.

## (5) 부소파제의 운동방정식

부체의 동요변위를 구하기 위해서는 부체에 작용하는 동적인 힘의 평형방정식이 필요하게 된다. 수중부체표면에 작용하는 변동압력  $p$ 는 식(2.1.38)의 공간적인 적분을 고려하여 얻어지는 식(2.1.50)으로부터 산정될 수 있다.

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t} - \rho f_c \sigma \Phi_{II} \quad (2.1.50)$$

동요부체에 작용하는 파랑외력은 압력  $p$ 의 작용방향을 고려하여 표면적분함으로써 식(2.1.51)와 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} F_\alpha &= i\rho\sigma \int_{S_B} (1 + if_c)\Phi_{DII}\xi_\alpha ds \\ &+ \sum_{m=1}^3 \rho\sigma^2 X_m (1 + if_c) \int_{S_B} (\Phi_{Rm})_{II}\xi_\alpha ds, \quad \alpha = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.1.51)$$

여기서, 아랫첨자  $\alpha$ 는 운동방향모드의 방향을 나타낸다. 그리고, 식(2.1.51)의 우변 제1항은 정적평형시의 부체에 작용하는 파강제력을, 제2항은 동유체력을 나타내며, 이를 각각  $F_\alpha^F$ 와  $F_\alpha^R$ 로 표기한다. 제2항의 실수부는 부가질량력으로, 허수부분은 조파감쇠력으로 알려져 있으며, 이를 각각  $\mu_{\alpha m}$ 과  $D_{\alpha m}$ 으로 표기하는 것으로 한다. 식(2.1.51)로부터 알 수 있는 바와 같이 파랑외력에는 선형저항이 관계하고 있고, 이 영향이 항력을 근사적으로 나타내는 것으로 된다. 따라서, 최종적으로 부체의 운동방정식은 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$(\mathbf{M} + \mu) \frac{d^2 \mathbf{X}}{dt^2} + \mathbf{D} \frac{d\mathbf{X}}{dt} + (\mathbf{C} + \mathbf{K}) \mathbf{X} = \mathbf{F}^E \quad (2.1.52)$$

여기서,  $\mathbf{X}$ 는 부체의 동요벡터,  $\mathbf{M}$ 은 관성모멘트를 포함하는 질량매트릭스,  $\mathbf{D}$ 는 조파감쇠매트릭스,  $\mathbf{C}$ 는 정수역학적인 복원력매트릭스,  $\mathbf{K}$ 는 계류라인의 선형스프링 상수매트릭스,  $\mathbf{F}^E$ 는 파강제력매트릭스를 각각 나타낸다.

## (6) 특이점분포법에 의한 해석

미지포텐셜인  $\Phi_D, \Phi_{Rm}$ 의 산정에는 식(2.1.53)과 같은 Green함수를 핵함수로 하는 특이점분포법을 적용한다.

$$\Phi(\eta, \zeta) = \int_{S_B} f(\eta, \zeta) G(x, z; \eta, \zeta) dS(\eta, \zeta) \quad (2.1.53)$$

여기서,  $(\eta, \zeta)$ 는 물체표면 및 접속경계면의 좌표,  $f(\eta, \zeta)$ 는  $(\eta, \zeta)$ 에 분포되는 특이점강도의 분포함수,  $G$ 는 Green함수,  $(x, z)$ 는 파랑포텐셜을 구하는 유체중의 일반점,  $S$ 는 각 영역에 포함되는 물체표면 및 접속경계면에서 구성되는 경계선영역이다. 여기서,  $G$ 는 식(2.1.54)와 같이 주어진다(中村 등, 1982, 1996).

$$G(x, z; \eta, \zeta) = - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i(u_n^2 - \lambda^2) \cosh u_n(h+z) \cosh u_n(h+\zeta) e^{iu_n|x-\eta|}}{u_n \{(u_n^2 - \lambda^2)h + \lambda\}} \quad (2.1.54)$$

여기서,  $n=0$ 의 경우에  $u_0 = k$ ,  $n \geq 1$ 의 경우에  $u_n = ik_n$ 으로 주어지고,  $k_n$ 은 소멸파의 파수,  $\lambda$ 는 식(2.1.55)로 주어진다.

$$\lambda = \frac{\omega^2}{g} (1 + if_c) = u_n \tanh u_n h \quad (2.1.55)$$



따라서, 비감쇠영역인 영역 *I*과 *III*에서는 식(2.1.55)에서  $f_c = 0$ 으로 한 경우에 상응하는 Green함수를 적용할 수 있고, 이는 John(1950)에 의해 유도된 Green함수와 동일한 결과를 나타낸다. 구체적인 산정에서는 특이점강도의 분포함수  $f(\eta, \zeta)$ 가 미지수로 되며, 이는 식(2.1.41), (2.1.45)의 운동학적인 경계조건 및 식(2.1.48), (2.1.49)의 접속조건을 사용하여 결정될 수 있다. 또한, 이와 같은 해석법에 있어서 감쇠파영역의 크기 및 선형저항계수의 설정에 대하여서는 中村와 井出(1997)에 의해 제시된 값에 준하여  $f_c = 0.15$ 를 채용하였다. 또한, 감쇠파영역의 크기는 부체의 양측면으로부터 바다측과 해안측으로 입사파장의  $1/8$ 까지의 수역으로 설정하였다.

## 2.1.3 해석결과

### (1) 해석결과의 검증

이상과 같이 Catenary로 계류된 부소파제의 파랑변형 해석에 적용한 고유함수전개법과 특이점분포법의 해석결과를 검증하기 위하여 폰툰형부소파제에 의한 반사율(Reflection coefficient,  $C_r$ )과 투과율(Transmission coefficient,  $C_t$ )의 실험치를 제시하고 있는 中村와 井出(1997)의 실험결과를 비교하였으며, 그 결과를 Fig. 2.1.3에 나타낸다.

그림으로부터  $L/B$ ( $L$  : 입사파장,  $B$  : 부소파제의 폭)의 변화에 따른 투과율과 반사율의 변화과정은 두 해석법 모두 잘 일치하는 것을 볼 수 있으며, 고유함수전개법은 구조물에 의한 마찰과 와의 형성에 의한 파랑에너지소산을 고려하지 않기 때문에 실험치에 비해 다소 높은 값을 나타낸다. 그리고, 특이점분포법에서  $f_c = 0$ 의 경우도 선형저항력을 고려하지 않기 때문에 단주기측의 반사율과 장주기측의 투과율에서 각각 수치해석결과가 다소 큰 값을 나타내지만, 고유함수전개법에 비해 투과율의 극소치가 더 낮은 값을 나타내며, 반사율의 극소치는 단주기측으로 이동되었음을 볼 수 있다. 이는 부체에 작용하는 표류력에 의한 비대칭계류시스템 때문인 것으로 판단된다. 반면,  $f_c = 0.1$ 의 경우는 실험치와의 대응성이 매우 향상되어 실험치를 정도 높게 예측할 수 있다는 것을 알 수 있다.

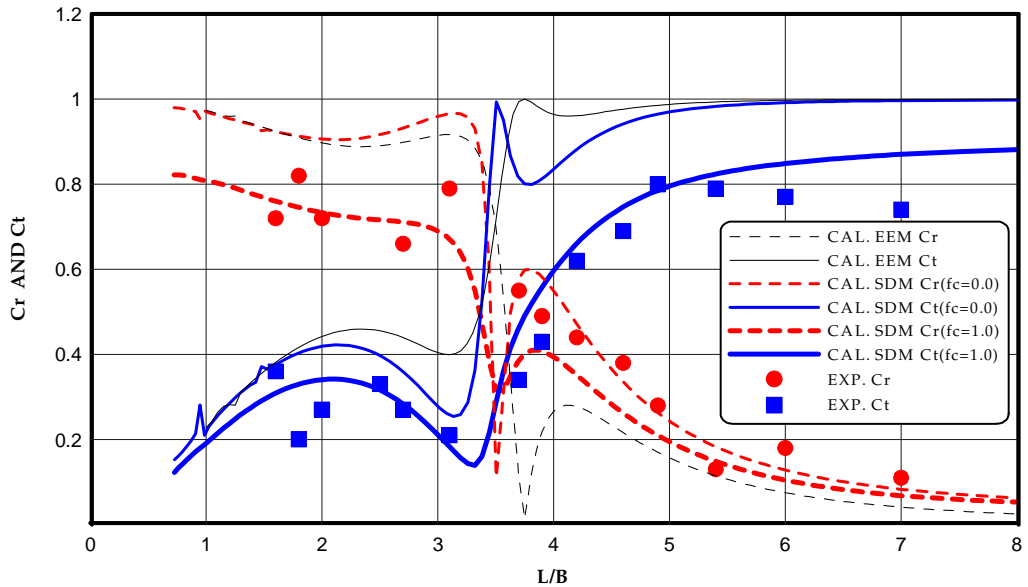


Fig. 2.1.3. Comparison of numerical results with experimental ones for the pontoon typed floating breakwater.

이상으로부터 본 수치해석법의 타당성을 검증할 수 있기 때문에 이하에서는 원전어항에서 채용하고 있는 강제부소파제에 비해 소요재료량의 변화가 크지 않은 범위에서 커튼판의 위치와 형식의 변화 및 수평판의 부착 유무에 따른 여러 형식의 부소파제에 특이점분포법을 적용하여 투과율과 반사율을 검토하며, 이로부터 원전어항의 강제 부소파제보다 단주기파 및 장주기파를 효과적으로 제어할 수 있는 새로운 형식의 부소파제를 제안한다.

## (2) 기본해석모형

Figure 2.1.4에 나타내는 기본형(폰툰형)부소파제를 기초로 커튼판 혹은 수평판을 부가한 여러 모형에 대해 수치해석을 실시하였다. 기본형부소파제와 계류라인의 제원을 Table. 2.1.1에 나타내며, 후술하는 제안 모형들의 무게중심과 질량 및 관성모멘트는 기본형부소파제와 큰 차이는 없고, 계류형태는 Fig. 2.1.5에 나타내고 있는 기본형 부소파제와 동일한 것으로 가정한다.

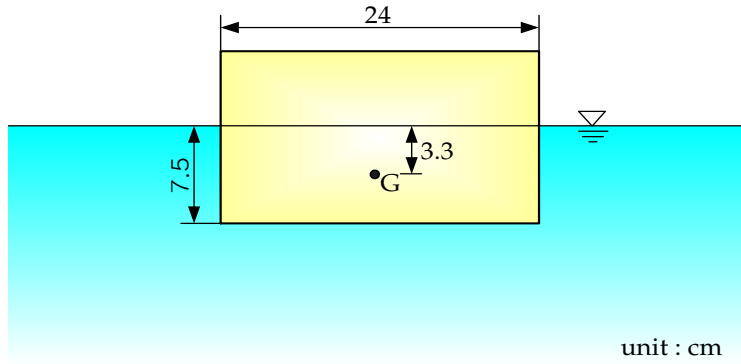


Fig. 2.1.4. Standard model of floating breakwater.

Table. 2.1.1. The physical characteristics of model.

Width	24.0cm
Draft	7.50cm
Center of gravity	3.30cm
Gyration	10.23cm
Weight	19.90kg
Inertia moment	2083.0kg · cm <sup>2</sup>
Total line length	432.0cm
Unit weight of the line in water	1.90g/cm

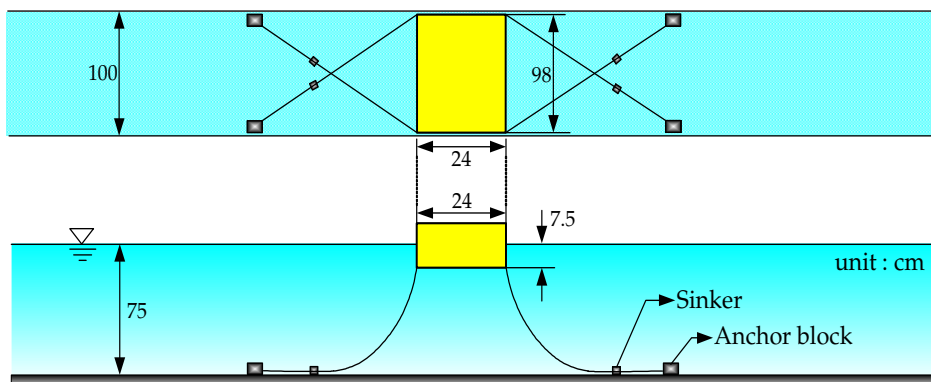


Fig. 2.1.5. Mooring system.

### (3) 제안모형 및 해석결과

Figure 2.1.6은 원전어항에 채용된 부소파제의 모형과 투과율  $C_t$  및 반사율  $C_r$ 에 대한 결과로, 결과에서는 선형저항계수를 수리실험에서 가장 적합한 것으로 검토된  $f_c = 0.15$ 로 채택하고 있다(中村와 井出, 1997). 이는 폰툰형부소파제에 비해 파랑에너지의 소산을 보다 크게 유도할 수 있는 커튼판을 설치하고 있기 때문에, 전술한 폰툰형부소파제의  $f_c = 0.1$ 보다 큰 값을 적용하고 있다. 따라서, 후술하는 여러 제안모형에 대해서도 동일한  $f_c = 0.15$ 를 채용하는 것으로 한다.

수치해석 결과를 보면,  $L/B = 4.5$ 의 부근에서 투과율의 극소치가 나타나고, 부소파제의 효과여부를 판단하는  $C_t < 0.5$ 의 영역은  $L/B < 6.4$ 이라는 것을 알 수 있다. 반사율은  $L/B = 3.0$  부근에서 일단 저하하는 경향을 나타내지만,  $L/B > 4.0$ 의 영역에서는  $L/B$ 의 증가에 따라  $C_r$ 이 감소된다는 것을 알 수 있다. 여기서,  $L/B = 3.0$ 에서 반사율의 극소치가 나타나는 이유는 부체와 커튼판 사이의 유수실 내에서 피스톤모드의 파랑공진에 따른 강한 와류의 발생에 의해 회절산란파가 소산되기 때문으로 판단된다(中村 등, 2002). 전체적으로  $L/B < 5.0$ 의 단주기파 영역에서는  $C_t < 0.2$ 로 되어 매우 뛰어난 파랑제어 능력을 갖는 것으로 판단된다.

Figure 2.1.7의 CASE-I 모형은 원전어항에서 적용하고 있는 모형에서 부체 전후의 커튼판 대신에 부체 하부에 수평판과 저부에 본체와 동일한 운동을 하지만 부체로부터 독립된 수평판을 각각 부착한 경우로, 수평판상의 많은 유체로 인한 큰 유체저항력을 얻기 위하여 고안된 형상이다. 이의 해석결과를 살펴보면, 투과율  $C_t$ 는  $L/B < 9.0$ 인 영역에서 0.65까지 계속 증가하다가  $L/B = 11.3$  부근에서 약간 감소하며,  $L/B$ 의 증가에 따라 다시 상승하는 결과를 나타내고 있다. 원전어항의 부소파제와 비교하면,  $L/B = 11.3$  부근의 장주기파에서 투과율이 많이 감소하지만,  $L/B < 8.0$ 의 단주기파랑에 대해서는 보다 큰 투과율을 나타낸다는 것을 알 수 있다. 따라서, 수평판은 부체폭을 길게 하는 효과를 주어 장주기파랑의 제어를 개선하고, 원전어항의 부소파제에서 채택하는 커튼판은 보다 단주기파랑의 제어에 역할을 수행하는 것으로 판단된다. 이상의 계산결과로부터 장주기파랑에서 원전어항의 경우보다 투과율이 떨어지지만,  $L/B > 3.5$ 인 대부분의 장주기파 영역에서  $C_t > 0.5$ 를 나타내므로 만족스럽지 않다.

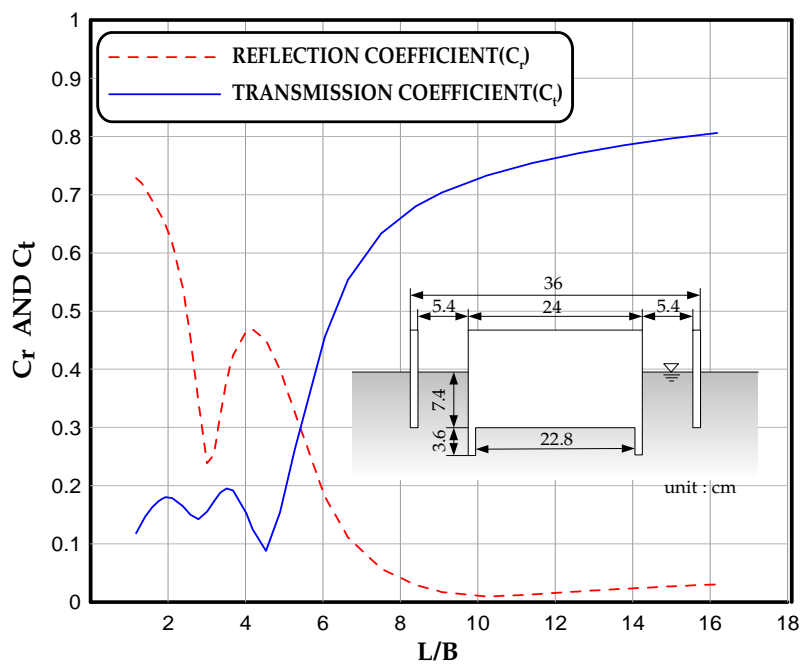


Fig. 2.1.6. Floating breakwater in Won-Jun fishing port, and its numerical result.

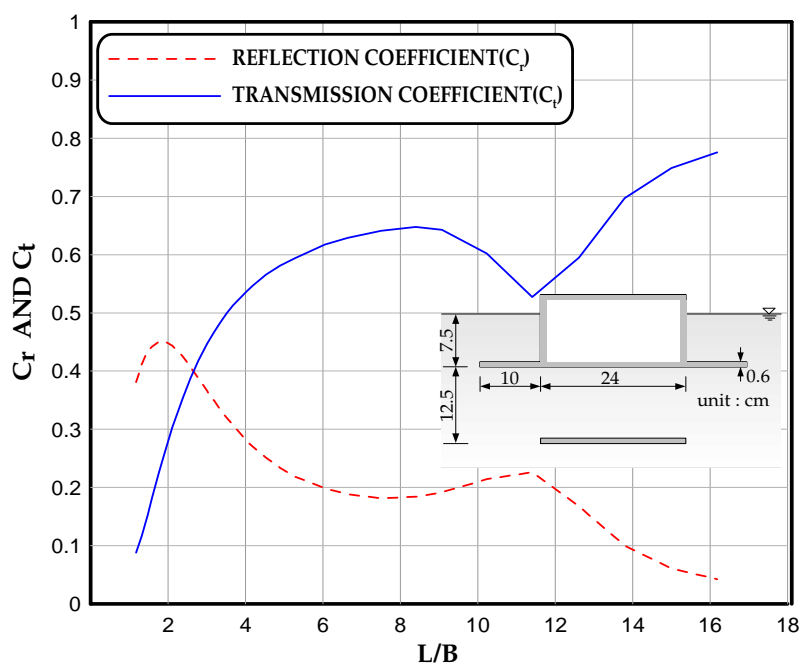


Fig. 2.1.7. Proposed model and numerical result ; CASE-I.

Figure 2.1.8의 CASE-II 모형은 Fig. 2.1.7의 CASE-I 모형에서 전술한 단주기파랑의 파랑제어능력을 향상시키기 위하여 본체 전후의 수평판 대신에 커튼판을 부가한 것이다. 수치해석결과를 살펴보면, 원전어항의 부소파제와 비슷한 변화양상을 나타내며, CASE-I의 경우보다 단주기파에서 많이 개선된 효과를 나타낸다. 따라서, 부소파제의 파랑제어효과 유무를 판단하는  $C_t < 0.5$ 의 영역이  $L/B < 8.0$ 까지 크게 확장된 결과로, 이는 원전어항의 경우와 비교하면 단주기 영역이 확장된 결과이다. 그러나, 장주기파랑의 제어라는 관점에서 그 능력이 CASE-I 모형보다 떨어지며 전체적으로 다소 미흡한 것으로 판단된다.

이상의 CASE-I, CASE-II 모형의 검토로부터 커튼판은 단주기파랑의 제어에 영향을 미치고, 본체하부에 전후로 부착된 수평판은 장주기파랑의 제어에 영향을 미치는 것으로 판단되는 반면에, 저부의 독립된 수평판의 역할은 상대적으로 적은 것으로 판명된다.

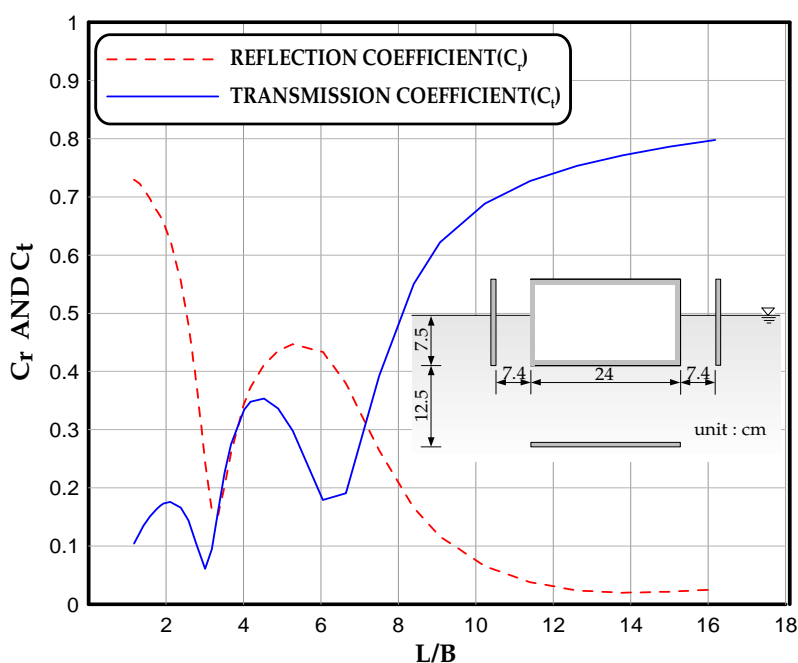


Fig. 2.1.8. Proposed model and numerical result ; CASE-II.

Figure 2.1.9의 CASE-III 모형은 CASE-I, CASE-II에서 적용된 저부의 독립된 수평판 대신에 커튼판 하부에 수평판을 부착한 것으로, 단주기 및 장주기파랑의 제어를 도모하기 위하여 제안된 모형이다. 수치해석결과를 살펴보면, 투과율은  $L/B$ 의 증가

에 따라  $L/B = 3.0$  부근에서  $C_t = 0.22$  정도의 극소치를 나타내고,  $C_t = 0.51$ 까지 증가하다가  $L/B = 10.0$  부근에서  $C_t = 0.37$ 까지 감소한 후, 다시 증가하는 결과를 나타낸다. 반사율은  $L/B = 3.0$ 에서 극소치를 나타내고,  $4.0 < L/B < 10.0$ 의 구간에서  $C_t = 0.33$  정도로 거의 일정한 값을 나타낸 후,  $L/B > 10.0$ 의 영역에서 감소하는 결과를 나타내고 있다. 원전어항 부소파제에서  $C_t < 0.5$ 의 범위가  $L/B < 6.4$ 의 영역인 것에 비해 CASE-III의 모형은  $L/B < 12$ 의 영역으로, 보다 장주기영역까지 투과파의 제어효과를 기대할 수 있으며, CASE-I, CASE-II 모형과 비교하여도, 매우 개선된 결과를 나타내는 것으로 판단된다.

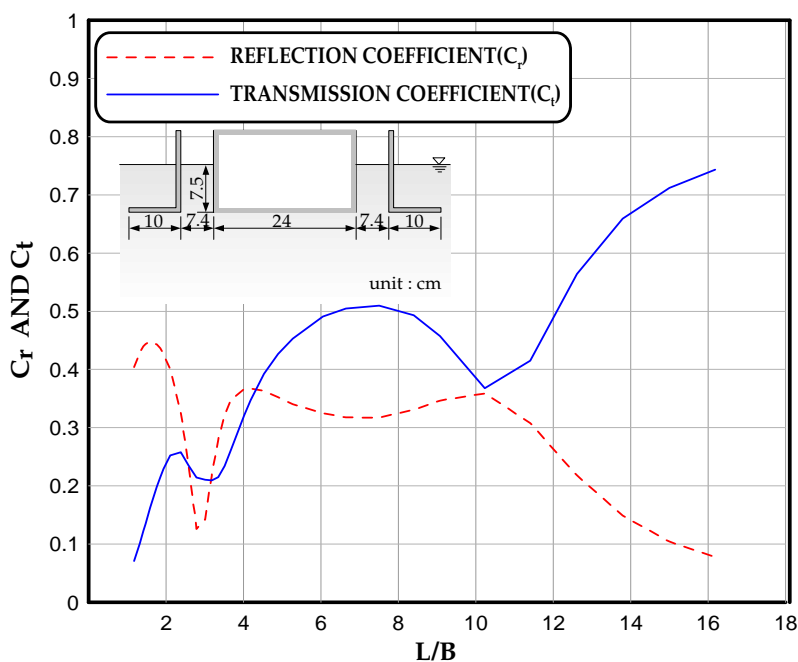


Fig. 2.1.9. Proposed model and numerical result ; CASE-III.

이하에서는, 원전어항 부소파제 및 다른 형태의 부소파제와 비교하여, Fig. 2.1.9의 CASE-III 모형이 넓은 주기영역에서 투과율의 저감에 효과가 있는 것으로 판단되어, 동일한 형태에 대해 커튼판의 간격과 수평판 길이의 변화에 따른 파랑변형과 그의 파랑동요변위를 검토한다. 파랑동요변위의 결과는  $L/B$ 의 변화에 따른 3개의 운동모드 (sway, heave, roll)에 대한 각각의 동요진폭을 입사파의 진폭( $H/2$ )으로 무차원화한 양으로 나타내고 있다. 여기서, roll변위의 진폭은 부소파제폭의 반( $B/2$ )을 곱한 후

에 입사파의 진폭으로 무차원화하였다.

Figure 2.1.10의 CASE-III(a) 모형은 CASE-III 모형에 비하여 본체와 커튼판의 간격을 보다 좁게 한 경우이다. 결과를 살펴보면, CASE-III(a) 모형의 파랑변형은 CASE-III의 경우와 비교하여 그의 변화양상은 유사하지만 전체적으로 투과율이 증가하는 사실을 알 수 있다. 반사율에서는  $L/B = 2.5$ 에서 CASE-III(a)의 모형이  $C_r = 0.24$ 의 극소치를 나타내고, CASE-III의 모형은  $C_r = 0.13$ 의 값을 나타낸다. 그리고, 파랑변형의 극대치 및 극소치의 발생위치로 보아 CASE-III(a)의 모형이 CASE-III의 모형에 비해 투과율과 반사율이 전체적으로 약간 단주기측으로 이동되었음을 알 수 있다. 파랑동요변위의 결과를 살펴보면, sway변위는  $L/B$ 과 함께 증가하는 양상을 보이며, 수평판상의 많은 유체로 인한 유체저항력의 영향으로 roll변위는 거의 발생하지 않고, heave변위의 공진점은  $L/B = 13$  정도의 장주기측에서 발생하는 것을 확인할 수 있다. 이로부터 수평판은 부체폭을 길게하는 효과를 갖기 때문에 보다 장주기파랑의 제어에 효과적인 것으로 판단된다.

Figure 2.1.11의 CASE-III(b)의 모형은 CASE-III(a)의 모형에서 본체와 커튼판의 간격은 동일하게 유지하면서, 커튼판의 하부에 부착된 수평판의 길이를 반으로 짧게 한 경우의 모형이다. 먼저, 파랑동요변위의 결과를 CASE-III(a)의 모형과 비교하면,  $L/B$ 의 증가에 따른 sway변위의 변화양상은 비슷하지만, heave변위의 공진점은 훨씬 단주기측으로 이동한 것을 확인할 수 있으며, CASE-III(a)의 모형에 비해 roll변위도 많이 발생하는 것을 알 수 있다. 이는 수평판의 폭이 짧아지면서 수평판상의 유체저항력이 저감되기 때문인 것으로 판단된다. 파랑변형의 결과에서는 CASE-III(b)의 모형은 CASE-III(a)와는 매우 상이하고, 원전어항 부소파제의 경우와는 매우 유사한 변화양상을 나타내는 것을 알 수 있다. 이로부터, CASE-III(b) 모형에서 수평판의 역할은 커튼판의 경우보다 매우 적다고 볼 수 있고, 이는 수평판의 폭이 짧기 때문인 것으로 판단된다. 여기서, 원전어항 부소파제의 경우와 비교하면, 단주기측에서 투과율이 원전어항의 경우가 작지만,  $C_t < 0.5$ 인 영역은 CASE-III(b) 모형에서  $L/B < 8.4$ 이므로 원전어항 부소파제의  $L/B < 6.4$ 보다는 넓은 것을 알 수 있다. 따라서, CASE-III(b)의 부소파제로도 원전어항 부소파제의 대체효과가 있는 것으로 판명된다.

Figure 2.1.12의 CASE-III(c)의 모형은 Fig. 2.1.11의 CASE-III(b)의 모형에서 수평판의 길이는 동일하게 유지하면서, 본체와 커튼판의 간격을 넓게 한 경우이다. 파랑동요변위의 결과를 살펴보면, CASE-III(b)의 모형과 변화양상은 유사하지만, heave와 roll변위의 공진점이 장주기측으로 이동한 것을 확인할 수 있다. 여기서, 커튼판의 간격이 넓어질수록 부체폭을 길게하는 효과가 있으므로, 커튼판의 간격이 넓을수록 보다 장



주기파랑의 제어에 효과적이라는 것을 알 수 있다. 파랑변형의 결과를 살펴보면,  $L/B = 6.0$ 에서 투과율의 극소치를 나타내는 등의 전체적인 변화양상은 CASE-III(b)의 경우와 매우 흡사하다. 그러나, 단주기측 및 장주기측에서 투과율이 보다 작은 값을 나타내고, 단주기측에서는 원전어항의 경우와 거의 동등한 값을 나타내는 것을 알 수 있다. 또한,  $C_t < 0.5$ 의 값을 갖는 영역이  $L/B < 8.9$ 로 되어, CASE-III(b)의 경우보다는 다소 개선된 결과를 나타내고 있다.

이상으로부터 검토된 CASE-III, CASE-III(a), (b), (c)의 부소파제 중에서 장주기파랑에 대해서는 CASE-III의 부소파제가, 단주기파랑에 대해서는 CASE-III(c)의 부소파제가 파랑제어기능이 탁월하다는 것을 알 수 있지만, CASE-III의 모형에서 보다 합당한 부소파제의 형상을 도출하기 위해서는 수평판과 커튼판의 크기 및 간격을 보다 많이 변화시켜 검토할 필요가 있을 것이다. 더불어, 이는 현장의 특성과 결부시켜 검토되어야 할 문제로 판단된다.

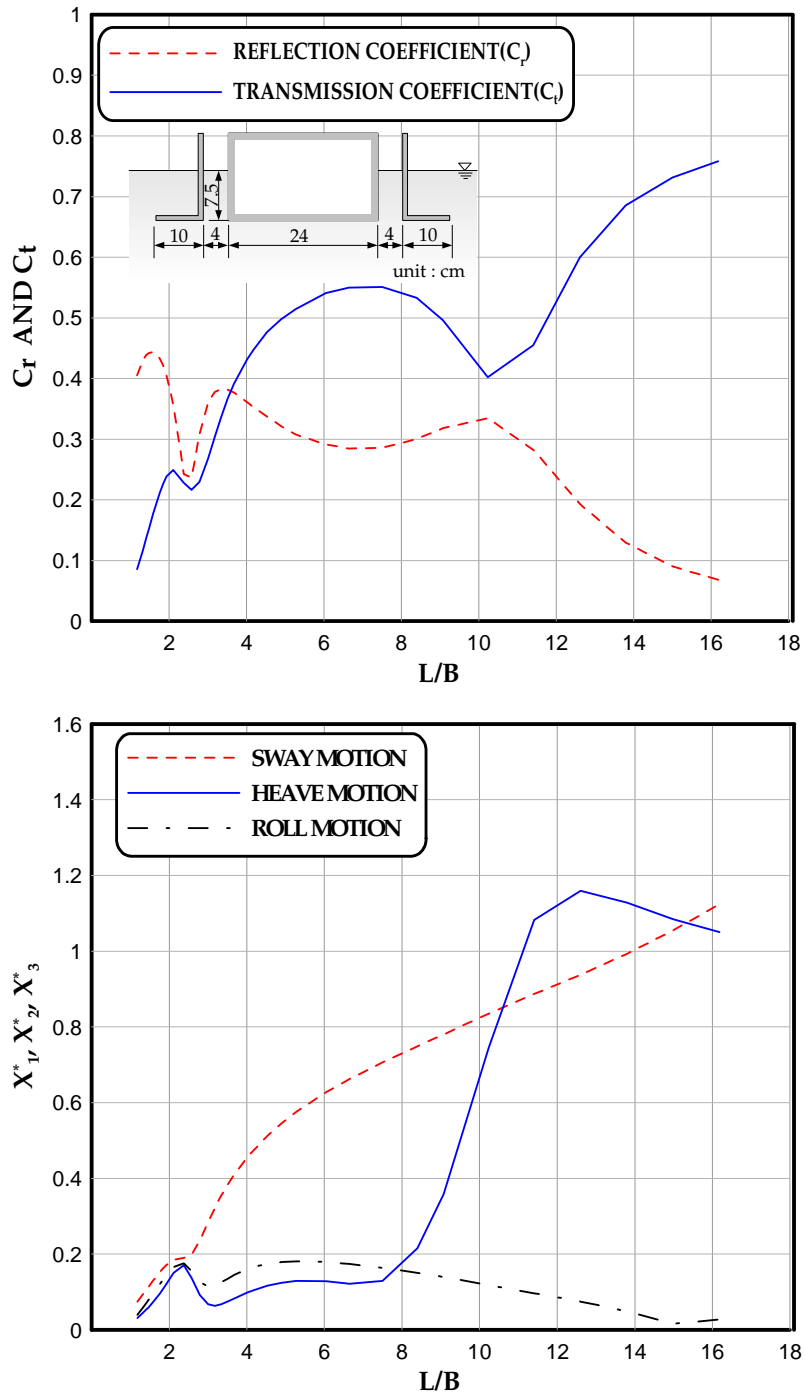


Fig. 2.1.10. Proposed model and numerical result ; CASE-III(a).

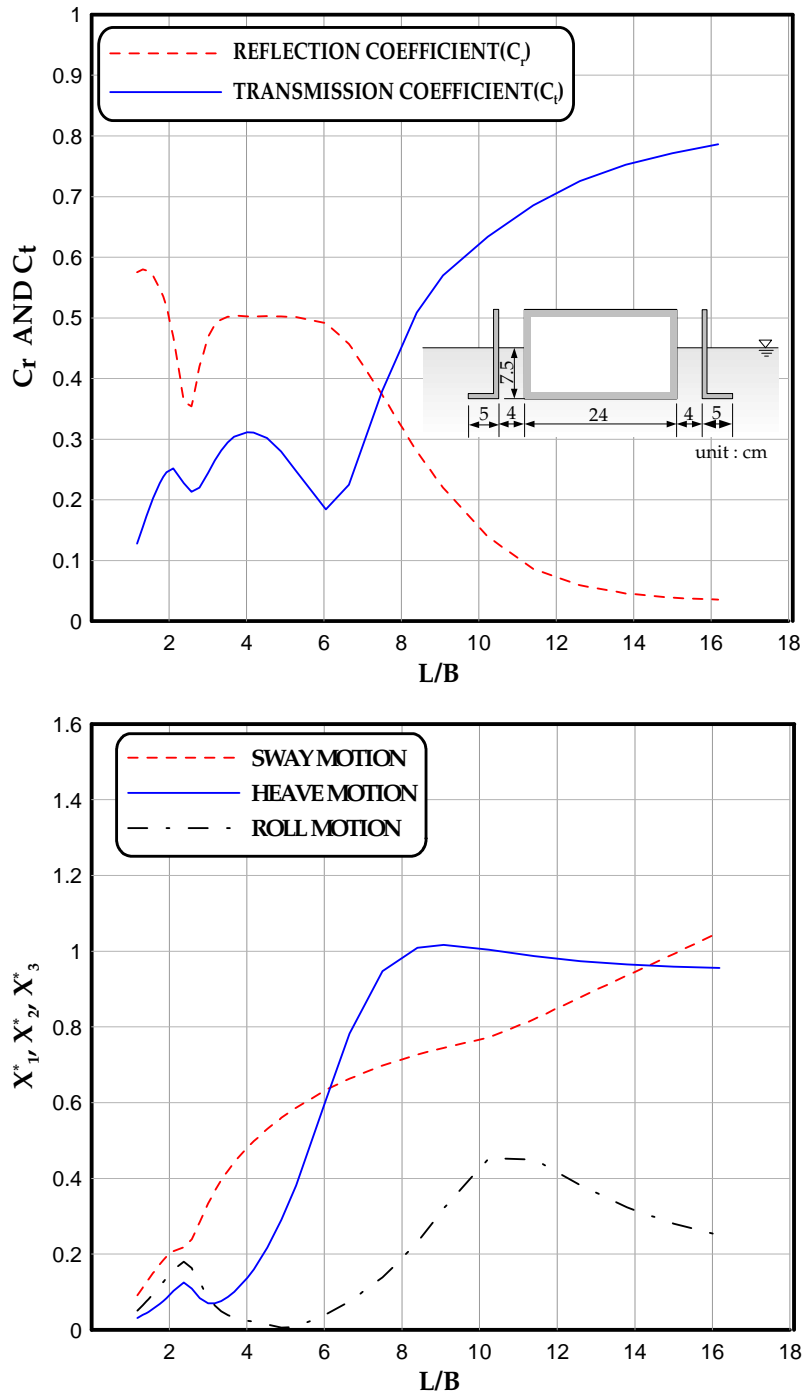


Fig. 2.1.11. Proposed model and numerical result ; CASE-III(b).

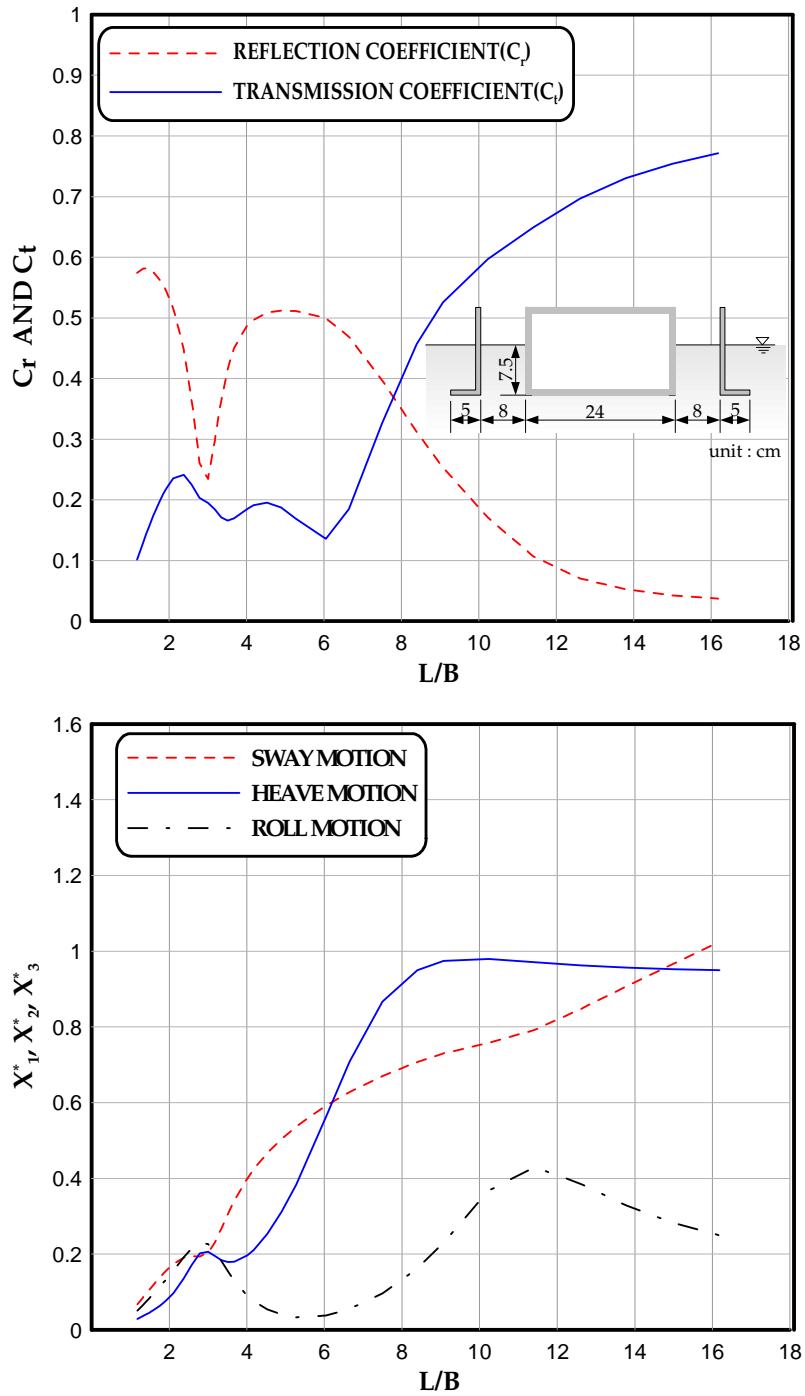


Fig. 2.1.12. Proposed model and numerical result ; CASE-III(c).

## 2.2 평면파랑해석

### 2.2.1 해석이론

본 절에서는 원전어항에서 채용하고 있는 부소파제와 전술한 2차원해석에서 파랑제어 기능이 우수한 것으로 판명된 모델을 실험역에 적용하여 평면파랑변형을 산정하였으며, 투과성구조물 주변의 평면적인 파랑변형의 해석법으로는 계산효율이 좋은 연직선 Green함수법에 기초한 특이점분포법(中村와 佐伯, 1999; 中村 등, 2002(a), 2002(b))을 적용하였다. 이 방법은 기본적으로는 불투과성구조물에 대한 결과를 이용하여 이 결과에 부소파제로부터의 투과파의 영향을 선형적으로 중첩시키는 근사적인 취급으로부터 부소파제를 포함하는 항만영역의 파고분포를 산정하는 해석법이다. 이 때, 부소파제에 의한 파랑제어의 특성은 2차원해석에서 얻어진 투과율 및 반사율 등으로 표현되며, 이 파랑변형계수를 입력치로 하여 평면파랑변형을 산정하였다.

#### (1) 투과성구조물을 포함하는 항만영역의 파고분포 산정법

부소파제와 같은 투과성구조물이 설치된 항만영역에서의 파고분포를 산정하기 위해 육역경계는 임의의 반사율을 갖는 불투과인 호안으로 가정하고, 이 수역내에 부소파제가 설치된 Fig. 2.2.1과 같은 항만모델을 고려한다. 여기서, 항만에 대하여 파향  $\theta$ 로 평면파가 작용하며 육역경계로부터 반사파가, 투과성구조물로부터는 반사파와 투과파가 모두 나타난다.

본 절에서 적용하고 있는 투과성구조물에 의한 평면파랑변형의 계산법은 다음과 같은 순서로 수행된다.

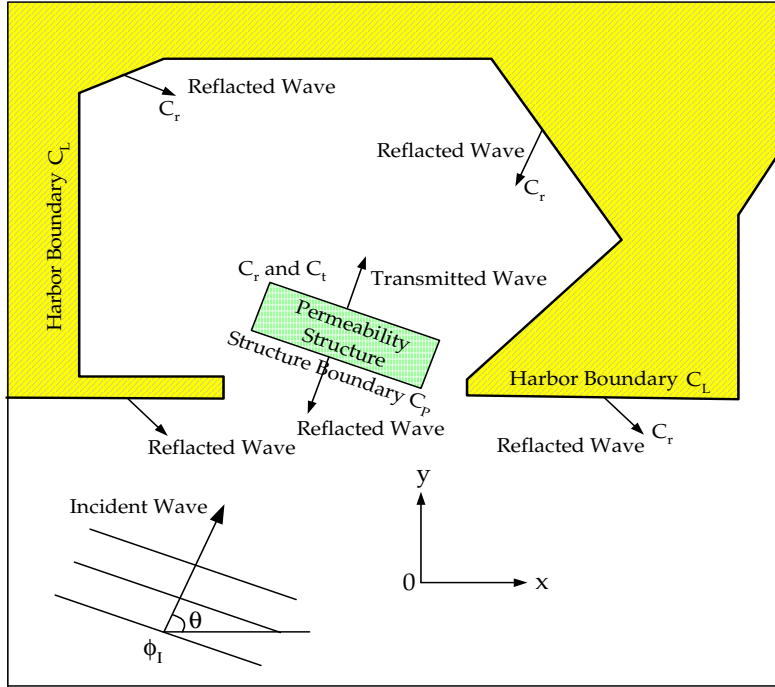


Fig. 2.2.1. Model port and coordinates for analysis.

**Step 1** : 투과성구조물을 불투과성구조물로 간주하여 투과파의 영향을 무시한 해석을 수행한다. 이 때, 입사파랑의 수위변동과 속도포텐셜은 다음의 식(2.2.1), (2.2.2)로, 회절산란파의 속도포텐셜은 식(2.2.3)으로 주어진다.

$$\eta_I(x, y; t) = \text{Real} \left[ \frac{H}{2} \exp \{ i (k_x x + k_y y - \sigma t) \} \right] \quad (2.2.1)$$

$$\phi_I(x, y, z) = -i \frac{gH}{2\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \phi_I(x, y) \quad (2.2.2)$$

$$\phi_S(x, y, z) = -i \frac{gH}{2\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \phi_S(x, y) \quad (2.2.3)$$

여기서,  $k_x = k \sin \theta$ ,  $k_y = k \cos \theta$ ,  $k$ 는 파진행방향의 파수,  $\theta$ 는 입사파향각,  $\phi_I$ 은 다음의 식으로 나타난다.

$$\phi_I(x, y) = e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (2.2.4)$$

따라서,  $\phi_S$ 는 다음의 경계적분식으로 구해진다.

$$\phi_S = \int_{C_L + C_P} f_S(\xi, \zeta) G(x, y; \xi, \zeta) ds(\xi, \zeta) \quad (2.2.5)$$

여기서,  $C_L$ 은 Fig. 2.2.1에 나타난 항만경계,  $C_P$ 는 투과성구조물경계,  $f_S$ 는 파원강도 분포함수,  $G$ 는 평면 Green함수로 다음의 식으로 주어진다(Isaacson, 1978).

$$G(x, y; \xi, \zeta) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr) \quad (2.2.6)$$

여기서,  $H_0^{(1)}$ 은 0차 제1종 Hankel함수이다.

**Step 2 :** Step 1의 경계적분식에서 미지수인 파원강도 분포함수  $f_S$ 는 다음의 식과 같이 투과성구조물의 표면 및 항만경계상에서 임의반사율의 조건을 대입하여 이산화된 대수연립방정식을 해석함으로서 산정된다.

$$\begin{aligned} & \int_{C_L + C_P} f_S(\xi, \zeta) \left\{ ik\alpha(x, y) G(x, y; \xi, \zeta) + \frac{\partial G(x, y; \xi, \zeta)}{\partial n} \right\} ds(\xi, \zeta) \\ &= - \left\{ ik\alpha(x, y) \phi_I(x, y) + \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \right\} \quad \text{on } C_L + C_P \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

여기서,

$$\alpha(x, y) = \frac{1 - C_r(x, y) e^{i\delta(x, y)}}{1 + C_r(x, y) e^{i\delta(x, y)}} \quad \text{on } C_L + C_P \quad (2.2.8)$$

여기서,  $\alpha(x, y)$ 는 흡수율,  $C_r$ 은 항만경계와 구조물의 반사율,  $\delta(x, y)$ 는 반사파의

위상차이다. 그리고, 투과성구조물에서 발생하는 투과파를 입력값으로 하여 항만경계로부터의 반사파를 구하는 경우에 회절산란과 속도포텐셜은 다음의 경계적분식으로부터 산정된다.

$$\phi_R(x, y) = \int_{C_L + C_P} f_R(\xi, \zeta) G(x, y; \xi, \zeta) ds(\xi, \zeta) \quad (2.2.9)$$

이 때의 파원강도 분포함수는 부분반사조건을 적용하여 다음의 식으로 산정된다.

$$\begin{aligned} & \int_{C_L + C_P} f_R(\xi, \zeta) \left\{ ik\alpha(x, y) G(x, y; \xi, \zeta) + \frac{\partial G(x, y; \xi, \zeta)}{\partial n} \right\} ds(\xi, \zeta) \\ &= \begin{cases} - \left\{ ik\alpha(x, y) \phi_T(x, y) + \frac{\partial \phi_T}{\partial n} \right\} & \text{on } C_L \\ 0 & \text{on } C_P \end{cases} \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

여기서,  $\phi_T$ 는 투과성구조물에서 발생한 투과파의 영향에 의한 항만경계상에서의 속도포텐셜을 나타내며, 이는 다음의 Step 3에서 얻어질 수 있다. 또한, 점  $(x, y)$ 가 투과성구조물의 경계  $C_P$ 상에 있을 때에 0이 되는 이유는 투과성구조물 자체의 투과파가 반사파에 영향을 미치지 않는 것으로 가정하고 있기 때문이다.

**Step 3 :** 투과성구조물에서 발생하는 투과파의 영향에 대한 평가식은 Step 1의 경계적분식(2.2.5)와 동일하지만, 경계적분은 투과성구조물의 경계선상에서만 수행된다. 이 경우의 파원강도 분포함수는 입사파의 속도포텐셜과 투과성구조물을 제외한 항만 경계에서 투과성구조물로 입사하는 파랑성분의 속도포텐셜 및 투과성구조물의 투과율 등을 고려한 적절한 조건식을 도입함으로서 다음과 같이 산정될 수 있다.

투과파의 수면변동  $\eta_T$ 는 다음의 식으로 표현된다.

$$\eta_T(x, y, t) = C_t \eta_I(x, y, t) e^{i\delta_T} \quad (2.2.11)$$

여기서,  $C_t$ 는 투과성구조물의 투과율,  $\delta_T$ 는 투과율의 위상차이다.



자유표면에서 속도포텐셜의 진폭을 사용하여 나타내면, 위의 식은 다음과 같이 표현된다.

$$\phi_T(x, y) = C_t \phi_I(x, y) e^{i\delta_T} \quad (2.2.12)$$

투과파의 전파방향은 투과현상에 의하여 변화되지 않는 것으로 가정한다. 따라서, 그의 법선방향미분과 입사파의 속도포텐셜 사이에는 다음의 관계식이 성립된다.

$$\frac{\partial \phi_T}{\partial n} = i(k_x x + k_y y) C_t(x, y) \phi_I(x, y) e^{i\delta_T} \text{ on } C_P \quad (2.2.13)$$

입사파뿐만 아니라 투과성구조물 이외의 항만경계에 의한 반사파도 존재하므로 위의 식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \phi_T}{\partial n} = \left\{ i(k_x x + k_y y) \phi_I(x, y) + \frac{\partial \phi_R(x, y)}{\partial n} \right\} C_t(x, y) e^{i\delta_T} \text{ on } C_P \quad (2.2.14)$$

여기서,  $\phi_R$ 의 법선미분치는 식(2.2.9)를 법선미분한 식으로 산정된다. 또한, 식(2.2.13), (2.2.14)에서  $\phi_T$ 는 다음의 식으로 표현된다.

$$\phi_T(x, y) = \int_{C_I + C_P} f_T(\xi, \zeta) G(x, y; \xi, \zeta) ds(\xi, \zeta) \quad (2.2.15)$$

여기서,  $f_T$ 는 투과성구조물을 빠져나가는 회절산란파(투과파)를 나타내는 파원강도 분포함수이며, 식(2.2.14)로 산정될 수 있다.

따라서, 평면파동장의 임의점  $(x, y)$ 에서 회절계수  $K_d$ 는 다음의 식으로 평가된다.

$$K_d(x, y) = \frac{\left| \phi_I(x, y) + \phi_S(x, y) + \sum (\phi_{Rj} + \phi_{Tj}) \right|}{\left| \phi_I(x, y) \right|} \quad (2.2.16)$$

여기서,  $\phi_{Rj}$ 와  $\phi_{Tj}$ 는 각 Step에서 구해지는 투과성구조물에서 발생하는 투과파에 기인하는 반사파 및 투과파의 속도포텐셜을 나타낸다.

## 2.2.2 해석결과

### (1) 해석결과와 검증

본 연구의 타당성을 검증하기 위하여 일본토목학회 해안공학위원회(1993)에서 제시한 결과와 곽 등(2003)의 수치해석 결과를 함께 비교하였다.

검증모델은 Fig. 2.2.2에 나타내는 바와 같은 영역에 반사율  $C_r = 0.4$ , 투과율  $C_t = 0.3$ 의 파랑변형계수를 갖는 투과성구조물이 설치되어 있는 경우를 고려하였다.

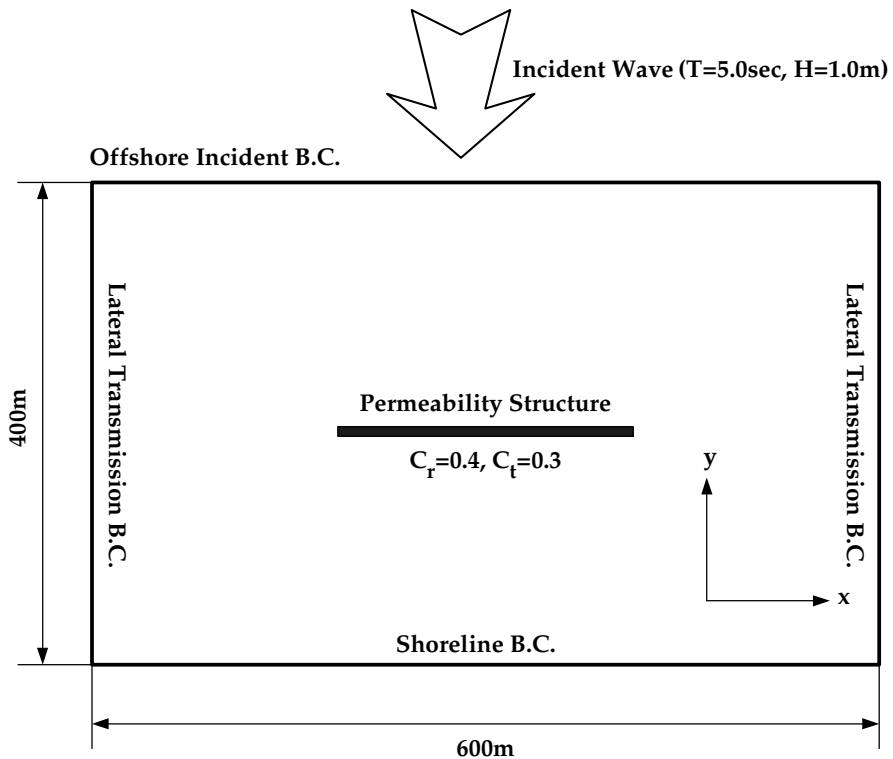


Fig. 2.2.2. Sketch of computation region for permeability structure.

수치해석결과를 살펴보면, Fig. 2.2.3~2.2.5의 세 경우 모두 구조물의 전면에서는 반사파에 의한 부분중복파의 영향으로  $K_d = 1.0 \sim 1.5$ 가 나타나며, 구조물의 배후영역에서는  $K_d = 0.2 \sim 0.4$ 가 나타나는 것을 알 수 있다.

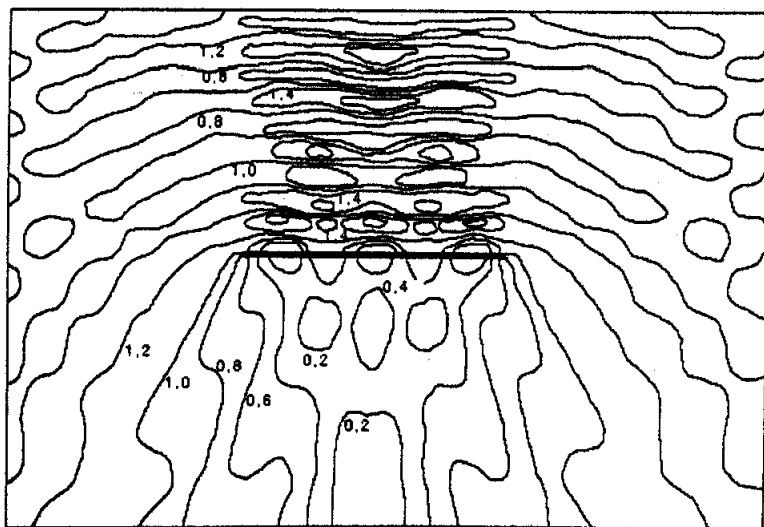


Fig. 2.2.3. Distribution of wave height(JSCE).

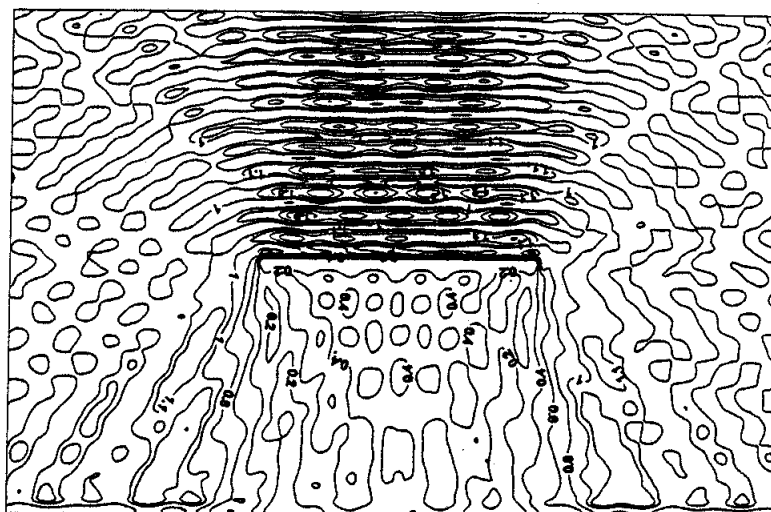
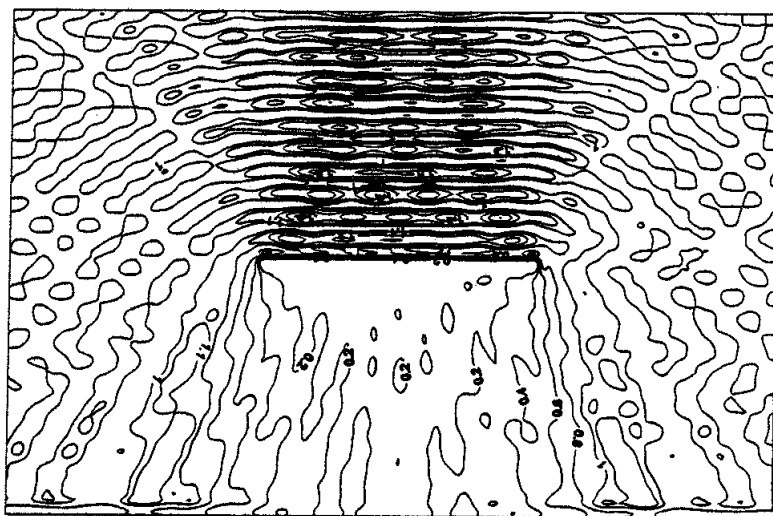


Fig. 2.2.4. Distribution of wave height(Kwack et al.).



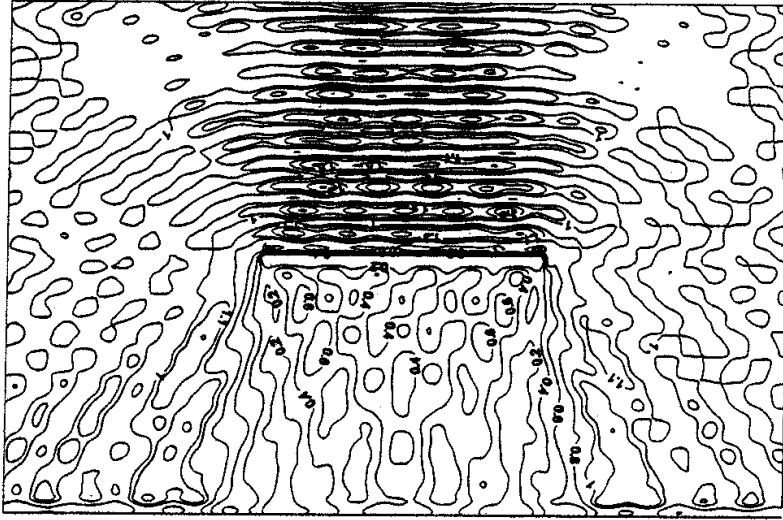


(a) Kwak et al.

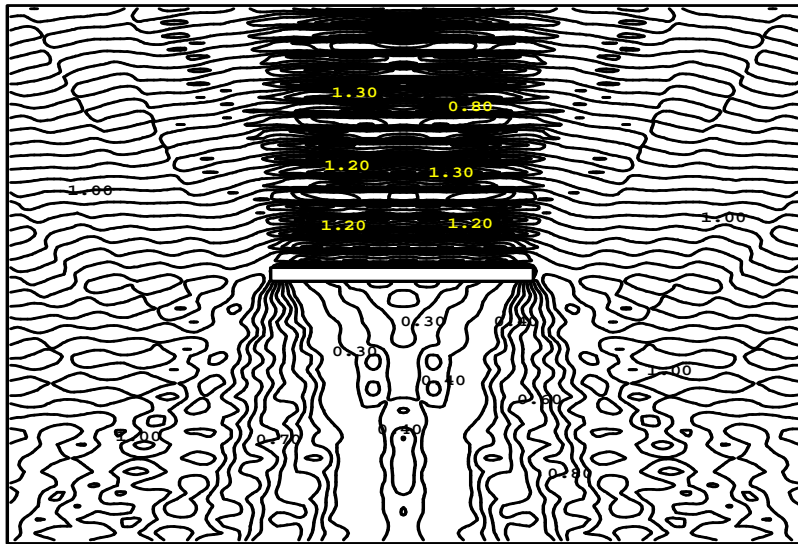


(b) This study

Fig. 2.2.6. Distribution of wave height ;  $C_t = 0.0$ .



(a) Kwak et al.



(b) This study

Fig. 2.2.7. Distribution of wave height ;  $C_t = 0.4$ .

## (2) 수치해석을 위한 현지향만모델

다음의 Fig. 2.2.8은 수치해석에 사용된 원전어항의 주변과 부소파제의 배치상황을 나타낸다. 육역경계의 반사율 및 부소파제의 배치·배열조건은 Fig. 2.2.8에 나타낸 바와 같고, 수심은 15.0m의 일정수심으로 가정하였으며, 내습파의 조건은 유의파고  $H_{1/3} = 1.0m$ , 유의주기  $T_{1/3} = 3.5, 5.5sec$ 의 불규칙파로 유의주기에 따른 원전어항 부소파제와 제안된 모형의 평면파랑변형을 비교·검토하였다. 여기서, 입사파향은 그림에 나타낸 바와 같고 대표주파수는 세 개로 설정하였다. 그리고, 일방향불규칙파와 다방향불규칙파의 수치해석에는 방향집중도파라메타  $S_{max}$ 를 채용하였으며, 일방향불규칙파의 경우에는  $S_{max} = 999$ , 다방향불규칙파의 경우에는  $S_{max} = 10$ 을 적용하였다. 그리고 수치해석결과에서는 회절계수를 파고로 환산하여 나타내었다.

원전어항 부소파제와 제안된 모형의 주기에 따른 파랑변형계수와 수치해석 CASE를 Table. 2.2.1에 나타낸다.

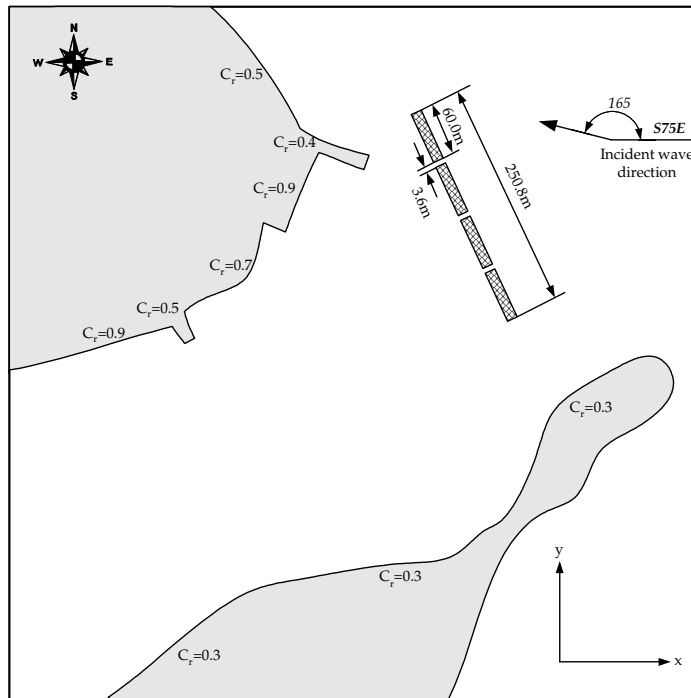


Fig. 2.2.8. Coordinates and analysis model.

Table. 2.2.1. Conditions of incident waves and analysis model.

CASE	$T_{1/3}(sec)$	$L/B$	$C_r$	$C_t$	Applied floating breakwater	$S_{max}$
1	3.5	3.8	0.44	0.18	Floating breakwater in Won-Jun fishing port	999
2	3.5	3.8	0.46	0.175	Proposed model	
3	5.5	7.7	0.05	0.64	Floating breakwater in Won-Jun fishing port	
4	5.5	7.7	0.38	0.36	Proposed model	
5	3.5	3.8	0.44	0.18	Floating breakwater in Won-Jun fishing port	10
6	3.5	3.8	0.46	0.175	Proposed model	
7	5.5	7.7	0.05	0.64	Floating breakwater in Won-Jun fishing port	
8	5.5	7.7	0.38	0.36	Proposed model	

### (3) 수치해석의 결과

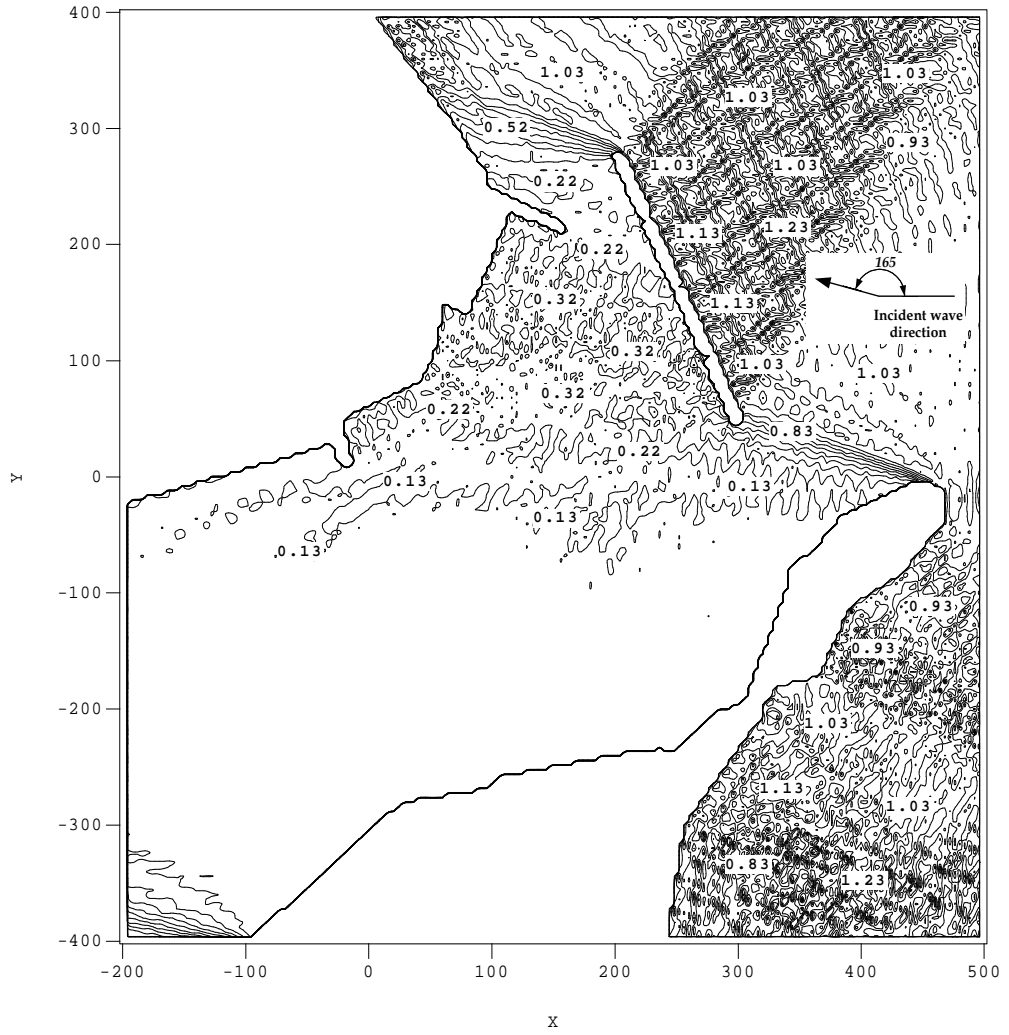
먼저, Fig. 2.2.9(a), (b)는  $T_{1/3} = 3.5sec$ 의 일방향불규칙파에 대한 원전어항 부소파제와 제안된 모형의 평면파랑변형을 계산한 결과이다. 결과를 살펴보면, Fig. 2.2.9(a), (b)의 두 경우 모두 투과율이 낮으므로, 항내에서의 파고분포가  $K_d = 0.2 \sim 0.3$  정도로 항내정온도가 매우 향상되는 것을 확인할 수 있으며, 반사율 역시  $C_r < 0.5$ 이기 때문에 부소파제의 전면에서도 반사파에 의한 부분중복파의 영향이 크게 나타나지 않는 것을 볼 수 있다. 비교적 단주기파랑인  $T_{1/3} = 3.5sec$ 의 경우에는 원전어항 부소파제와 제안된 모형의 투과율과 반사율이 거의 비슷한 값을 가지기 때문에 큰 차이점이 없는 것으로 나타난다. 여기서,  $T_{1/3} = 3.5sec$ 의 다방향불규칙파에 대한 파랑변형을 나타낸 Fig. 2.2.11(a), (b)와 비교하면,  $S_{max} = 10$ 인 다방향불규칙파의 경우가 부소파제 배후에서의 파고분포가 낮아져 항내정온도가 확보되는 것을 확인할 수 있



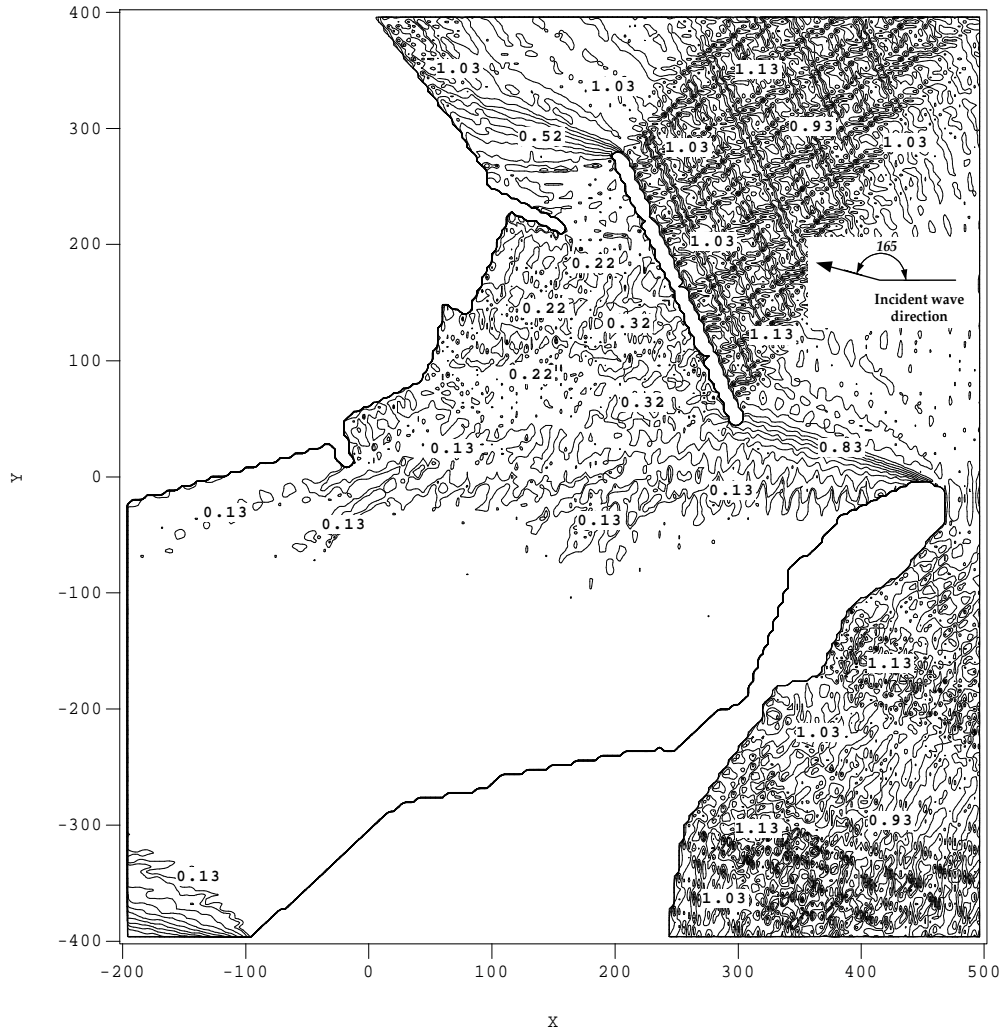
다. 이는 일방향으로 파랑에너지가 집중하는 일방향불규칙파에 비하여, 파랑에너지가 분산되어 부소파제에 작용하기 때문으로 판단된다.

Fig. 2.2.10(a), (b)는  $T_{1/3} = 5.5\text{sec}$ 의 일방향불규칙파의 경우에 대한 수치해석 결과를 나타낸 것이다. 여기서, Fig. 2.2.10(a)의 원전어항 부소파제는 비교적 장주기파랑인  $T_{1/3} = 5.5\text{sec}$ 인 경우에 대해서는 투과율  $C_t = 0.64$ 로 다소 높은 값을 가지기 때문에, 항내로 유입되는 투과파의 영향과 투과된 파가 항만경계에서 반사되면서 발생한 부분중복파의 영향으로 정온도가 악화되는 것을 볼 수 있다. 반면, Fig. 2.2.10(b)의 제안된 모형의 경우는 항내에서의 파고분포가  $T_{1/3} = 3.5\text{sec}$ 의 경우보다  $K_d = 0.1 \sim 0.2$ 정도 상승하는 결과를 나타내지만, 장주기파랑에 대해서는 원전어항의 부소파제에 비해 탁월한 파랑제어성능을 갖는다는 것을 확인할 수 있다. 또한,  $T_{1/3} = 5.5\text{sec}$ 의 다방향불규칙파의 경우를 나타낸 Fig. 2.2.12(a), (b)의 경우와 비교하면, 다방향불규칙파의 경우가 역시 부소파제 배후영역에서는 낮은 파고분포를 나타내는 것을 확인할 수 있다.

이상의 결과에서, 제안된 신형식의 부소파제가 원전어항에 설치된 부소파제에 비해 보다 장주기파랑의 제어에 효과적이라는 것을 확인할 수 있다.

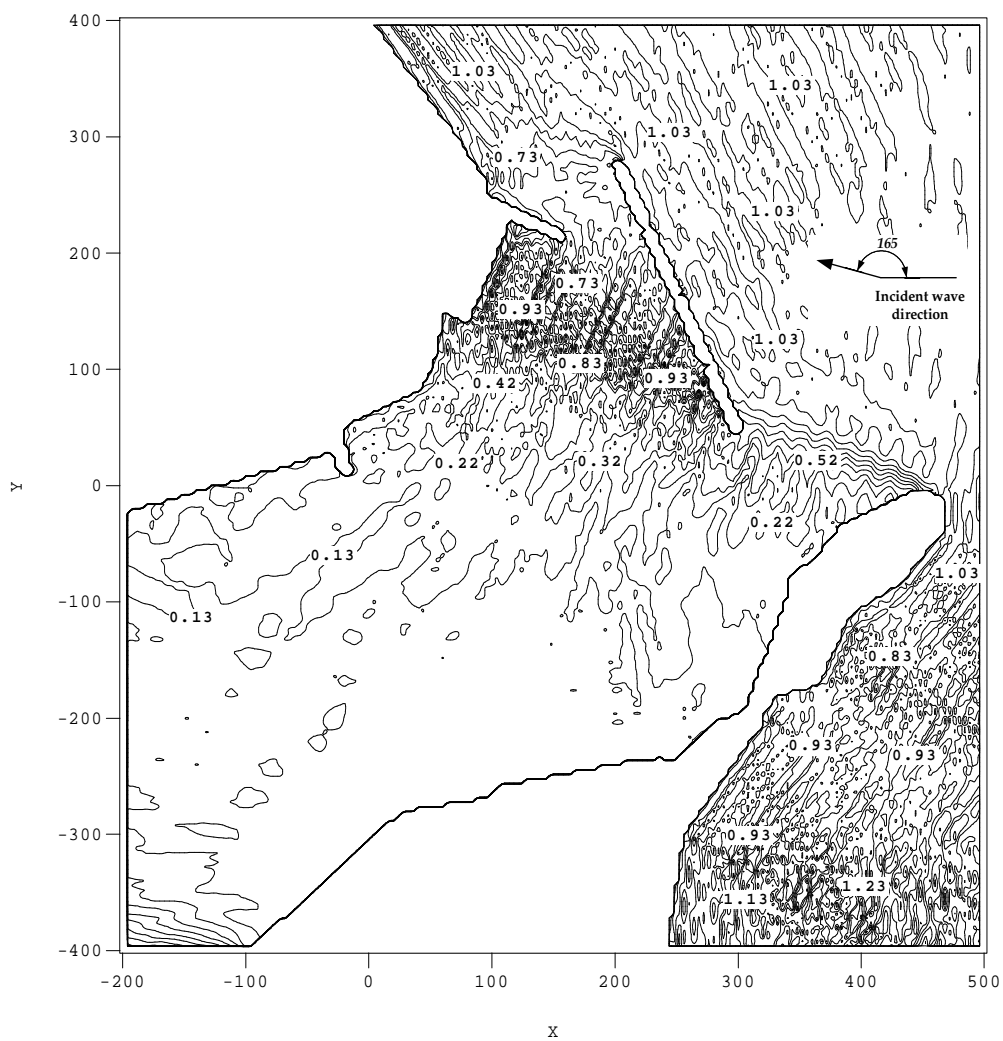


(a)  $C_r = 0.44$ ,  $C_t = 0.18$ ; CASE-1

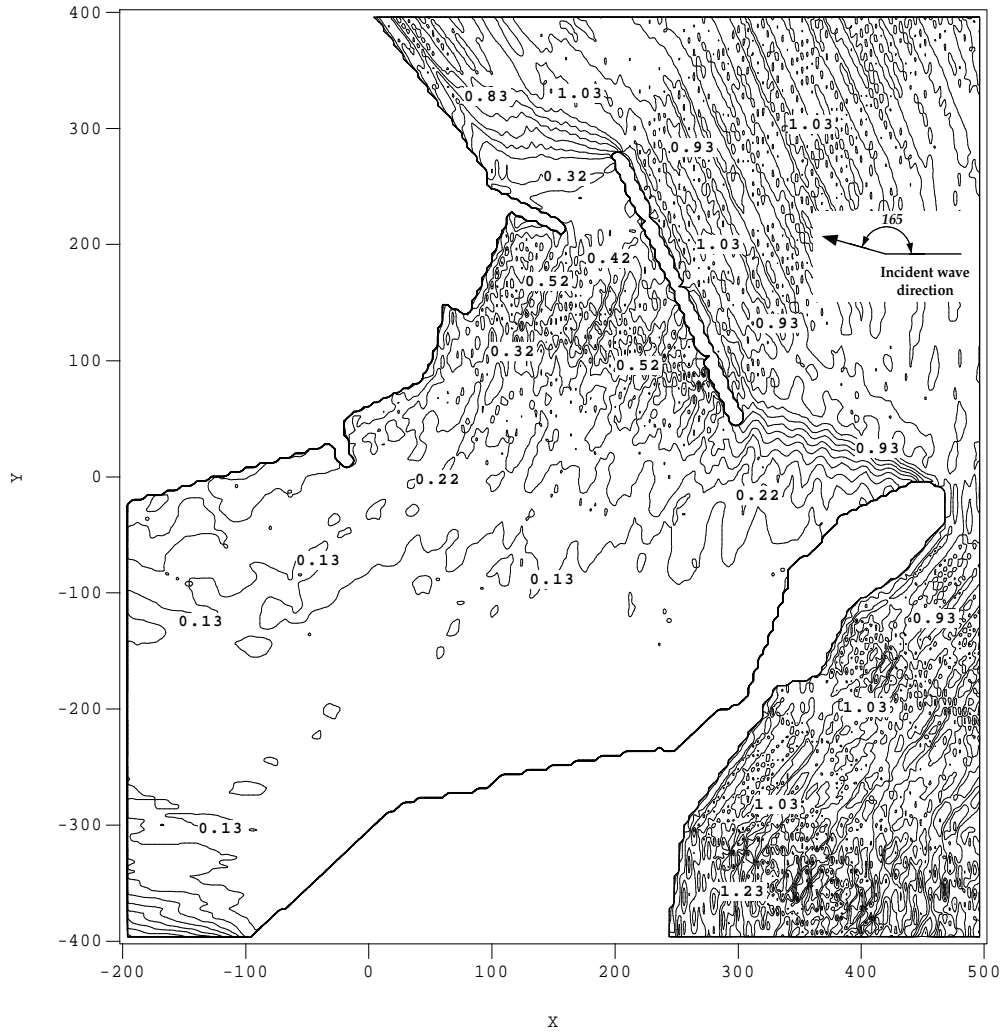


(b)  $C_r = 0.46$ ,  $C_t = 0.175$ ; CASE-2

Fig. 2.2.9. Distribution of wave height.  
 $(S_{\max} = 999, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 3.5sec)$

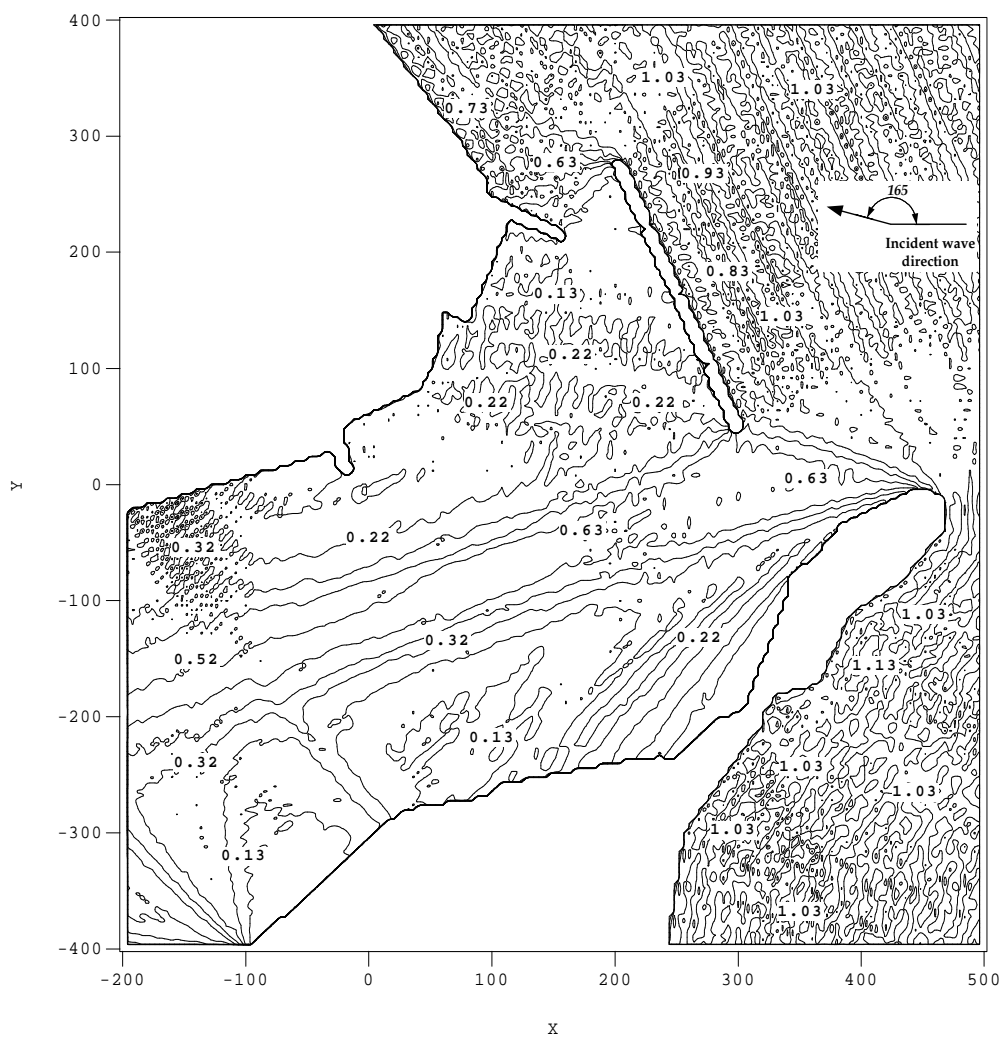


(a)  $C_r = 0.05$ ,  $C_t = 0.64$ ; CASE-3

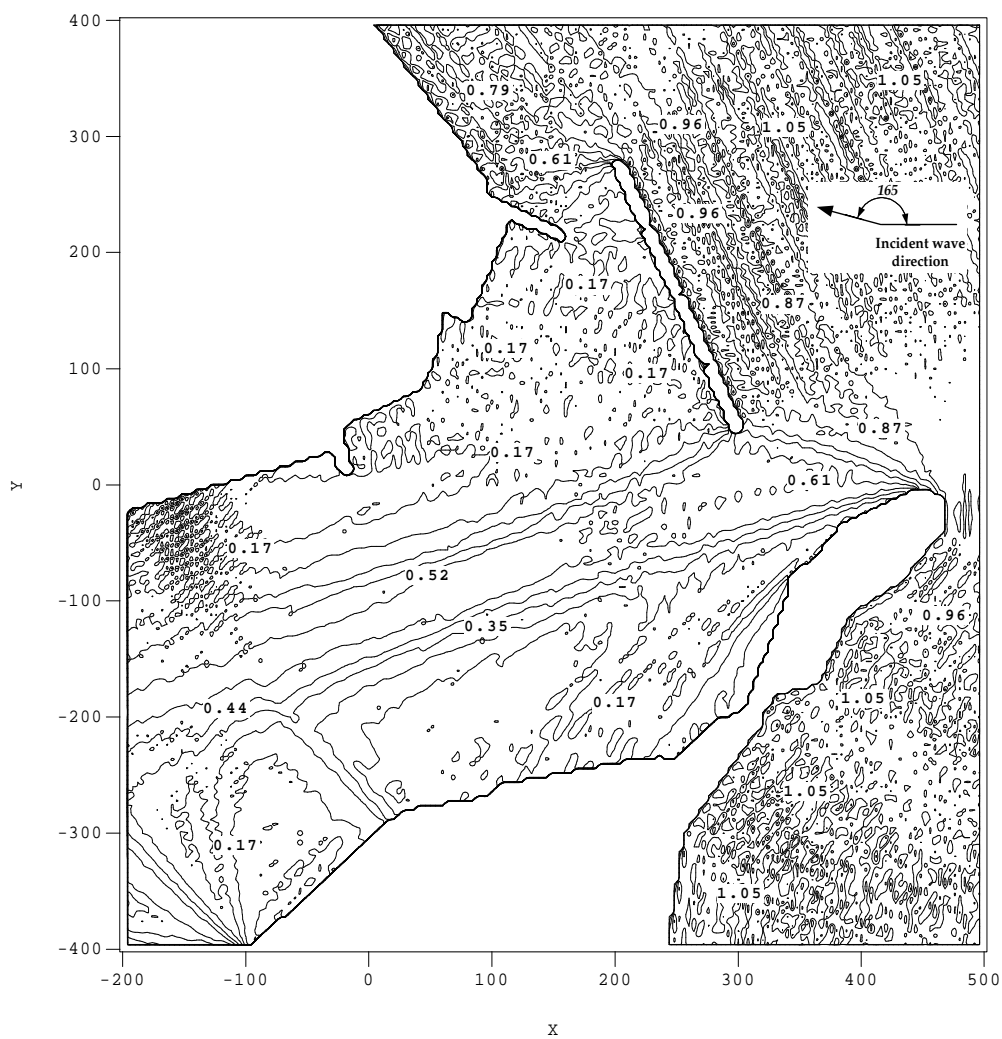


(b)  $C_r = 0.38$ ,  $C_t = 0.36$ ; CASE-4

Fig. 2.2.10. Distribution of wave height.  
 $(S_{\max} = 999, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 5.5sec)$

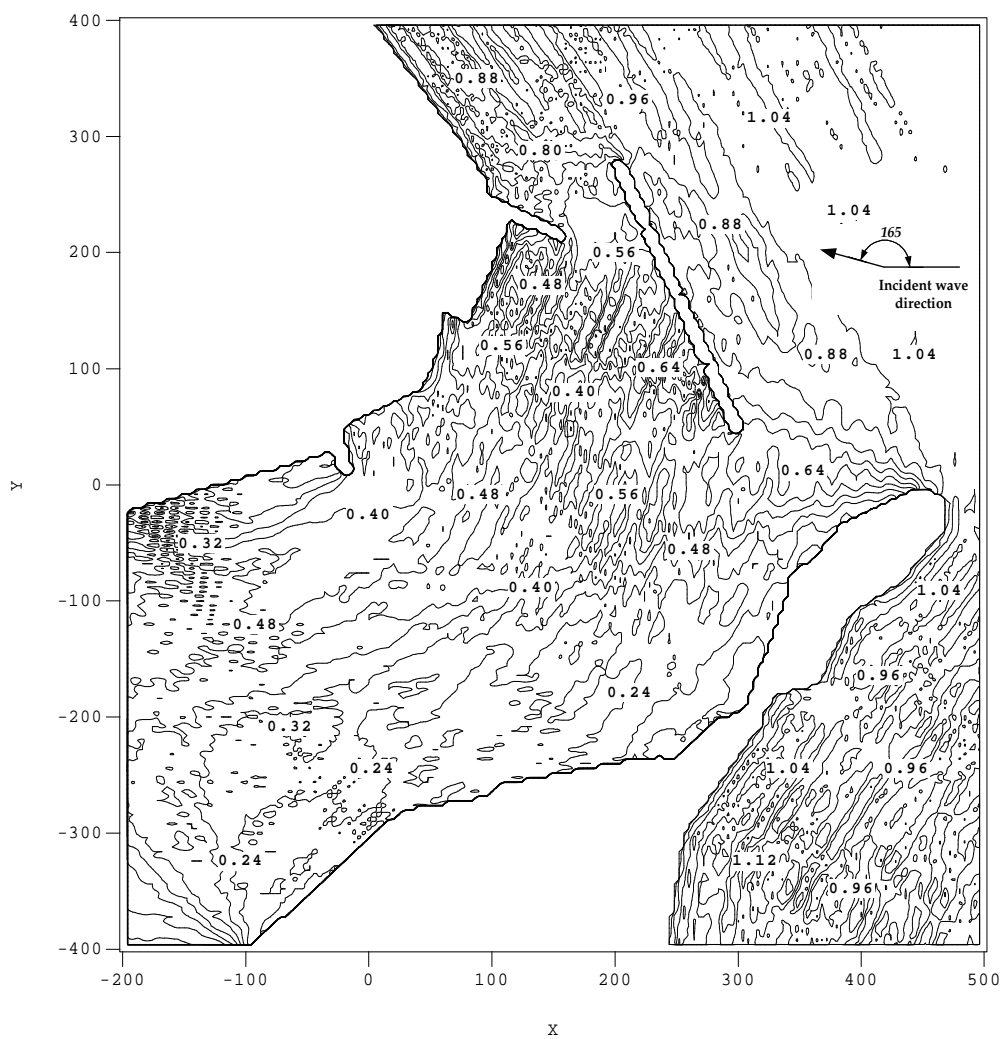


(a)  $C_r = 0.44$ ,  $C_t = 0.18$ ; CASE-5



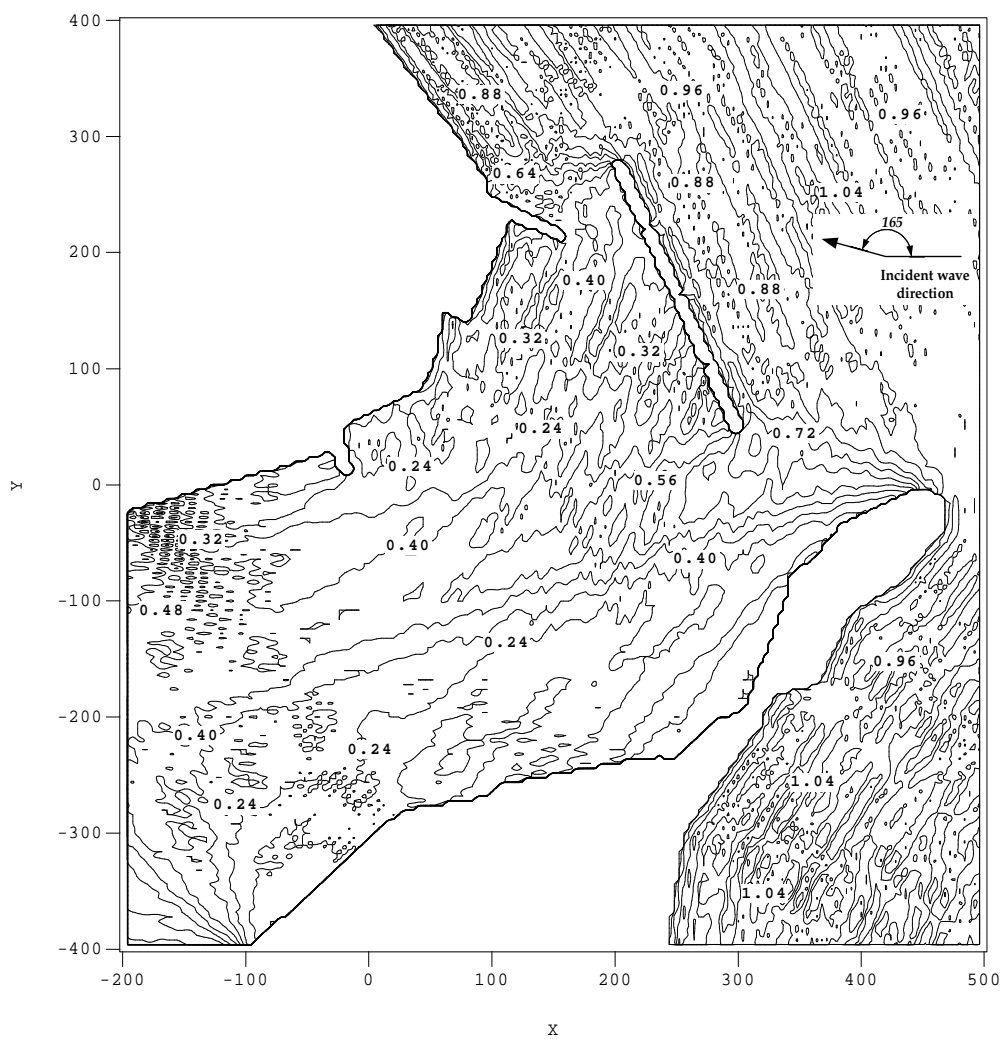
(b)  $C_r = 0.46$ ,  $C_t = 0.175$ ; CASE-6

Fig. 2.2.11. Distribution of wave height.  
 $(S_{\max} = 10, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 3.5sec)$



(a)  $C_r = 0.05$ ,  $C_t = 0.64$ ; CASE-7





(b)  $C_r = 0.38$ ,  $C_t = 0.36$ ; CASE-8

Fig. 2.2.12. Distribution of wave height.  
 $(S_{\max} = 10, H_{1/3} = 1.0m, T_{1/3} = 5.5sec)$

## 2.3 3차원해석

### 2.3.1 해석이론

전술한 신형식부소파제의 2차원해석과 평면파랑변형에 대한 검토는 부소파제의 3차원적인 파랑변형과 거동을 고려하지 않은 해석법이다.

부소파제가 설치되는 실해역을 고려하면 변동수심, 육역경계 및 부소파제의 3차원적인 거동을 동시에 고려한 해석법이 요구되지만, 현 단계에서는 컴퓨터의 용량상 수치해석에 많은 어려움이 있으며, 실해역에 건설되는 부소파제는 多基로 건설되기 때문에 파랑변형과 동적거동이 간섭효과로 1基의 경우와는 상이할 수 있다. 따라서, 본 절에서는 육역경계가 없는 일정수심의 3차원파동장에 Catenary계류된 2基의 부소파제를 대상으로 하여 그의 파랑변형과 동적거동을 입사파랑의 조건과 파향 및 흘수 등을 변화시켜 검토하였다.

본 절의 연구를 수행하기 위한 수치해석법은 고유함수전개법과 경계요소법을 병용한 기법이며, 본 연구결과의 타당성을 검증하기 위해 1基의 자유부체와 긴장계류된 부소파제에 대한 井島 등(1975)의 해석결과와 비교·검토하였다.

#### (1) 기본가정 및 경계조건

Figure 2.3.1에 나타내는 바와 같이, 수심  $h$ 의 해역에 Catenary계류된 직사각형의 2基의 부소파제(우측의 부소파제를 부소파제  $I$ , 좌측의 부소파제를 부소파제  $II$ 로 칭한다)가 주파수  $\sigma$ 의 입사파에 의해 주기적인 미소운동을 하는 것으로 하며, 이 때 부소파제  $I$ 와 부소파제  $II$ 사이의 연직중심축상에 원점  $O$ 를 둔 Fig. 2.3.1과 같은 좌표계를 취하는 것으로 한다. 부소파제  $I$ 의 장축 및 단축의 길이를 부소파제  $II$ 와 동일하게 각각  $2a, 2b$ , 개구폭을  $2c$ , 흘수를  $qh$  ( $0 < q < 1$ )로 하고, 정지시의 중심위치를 부소파제  $I$ 의 경우는  $(x_{G1}, 0, z_{G1})$ , 부소파제  $II$ 의 경우는  $(x_{G2}, 0, z_{G2})$ 로 한다. 운동중의 임의시각  $t$ 에서 중심은 부소파제  $I$ 의 경우에  $(x_1, y_1, z_1)$ 으로, 부소파제  $II$ 의 경우에  $(x_2, y_2, z_2)$ 로 이동하며, 또한 중심주변으로  $x, y, z$ 의 각 축에 관하여 부소파제  $I$ 의 경우는  $\delta_{11}, \delta_{12}, \delta_{13}$ 의 회전을, 부소파제  $II$ 의 경우는  $\delta_{21}, \delta_{22}, \delta_{23}$ 의 회전을 하는 것으로 한다. 이들의 변위와 회전각에 있어서 복소진폭을 각각 부소파제  $I$ 의 경우에

$\xi_1^*, \eta_1^*, \zeta_1^*, \omega_{11}^*, \omega_{12}^*, \omega_{13}^*$ , 부소파제 II의 경우에  $\xi_2^*, \eta_2^*, \zeta_2^*, \omega_{21}^*, \omega_{22}^*, \omega_{23}^*$ 으로 하면 다음과 같은 관계가 주어진다.

$$\begin{cases} x_i - x_{Gi} = \xi_i^* e^{-i\sigma t}, y_i = \eta_i^* e^{-i\sigma t}, z_i - z_{Gi} = \zeta_i^* e^{-i\sigma t} \\ \delta_{i1} = \omega_{i1}^* e^{-i\sigma t}, \delta_{i2} = \omega_{i2}^* e^{-i\sigma t}, \delta_{i3} = \omega_{i3}^* e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.1)$$

여기서, 부소파제 I의 경우에 아랫첨자  $i = 1$ , 부소파제 II의 경우에  $i = 2$ 를 나타낸다.

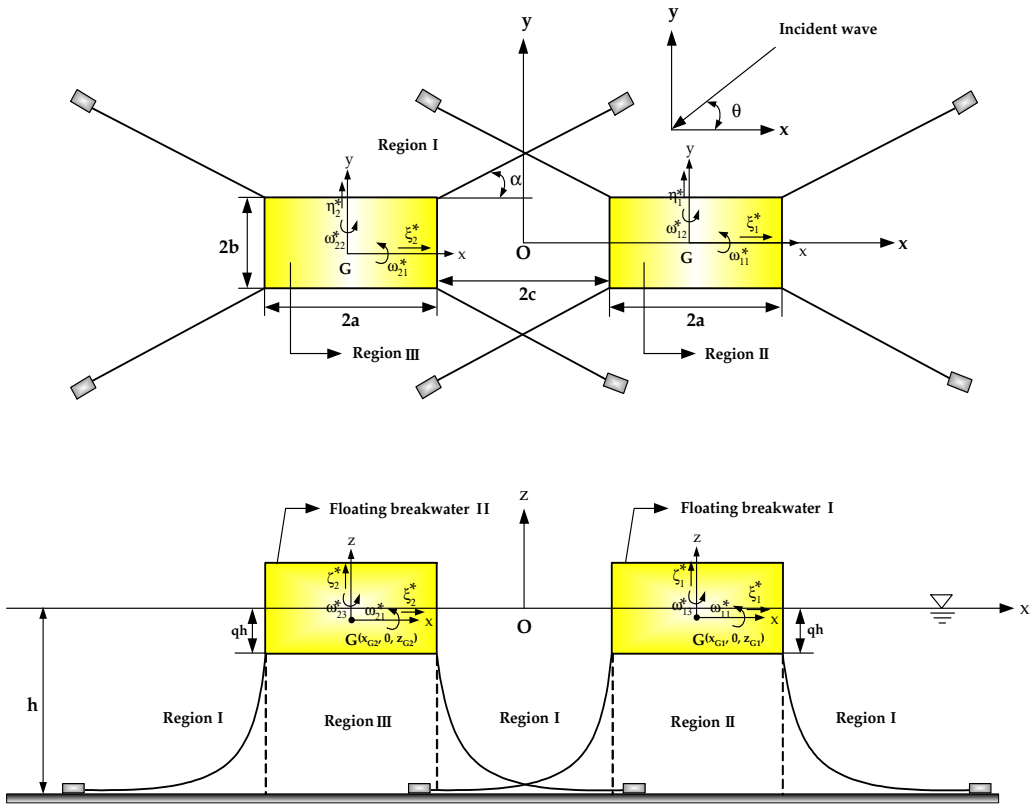


Fig. 2.3.1. Model and fluid regions.

유체를 비압축 · 비점성의 완전유체로, 더욱이 파랑운동을 미소진폭파의 운동으로 가정하고, 부소파제 I과 II의 측면으로부터 외측의 외역 I과 부소파제 I과 II의 저면하의

내역  $II, III$ 에서 속도포텐셜을 각각  $\phi_j(x, y, z)e^{-i\sigma t}$  ( $j = I, II, III$ )로 하면,  $\phi_j$ 는 다음의 Laplace방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0, j = I, II, III \quad (2.3.2)$$

$\phi_j$ 에 대한 부소파제 측면과 저면, 해저면 및 자유수면에서 경계조건은 다음의 식들로 주어진다.

■ 부소파제의 측면 ;

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_I}{\partial x} = -i\sigma \{ \xi_i^* - \omega_{i3}^* y + \omega_{i2}^* (z - z_{Gi}) \}, x = \pm c, \pm (c + 2a) \\ \frac{\partial \phi_I}{\partial y} = -i\sigma \{ \eta_i^* + \omega_{i3}^* (x - x_{Gi}) - \omega_{i1}^* (z - z_{Gi}) \}, x = \pm b \end{cases} \quad (2.3.3)$$

■ 부소파제의 저면 ;

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_{II}}{\partial z} = -i\sigma \{ \zeta_1^* - \omega_{12}^* (x - x_{G1}) + \omega_{11}^* y \}, z = -qh \\ \frac{\partial \phi_{III}}{\partial z} = -i\sigma \{ \zeta_2^* - \omega_{22}^* (x - x_{G2}) + \omega_{12}^* y \}, z = -qh \end{cases} \quad (2.3.4)$$

해저면에서 불투과경계조건은 다음의 식으로 표현된다.

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0, z = -h, j = I, II, III \quad (2.3.5)$$

외역  $I$ 에서 자유수면경계조건은 다음의 식으로 주어진다.

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_I, z = 0 \quad (2.3.6)$$

입사파는 다음 식의 실수부분으로 표현되는 파수  $k$ , 진폭  $\zeta_0$ 를 갖고,  $x$ 축과  $\theta$ 의 각도로 입사하는 여현파로 한다.

$$\zeta = \zeta_0 \exp \{-i(kx \cos \theta + ky \sin \theta + \sigma t)\} \quad (2.3.7)$$

## (2) 속도포텐셜의 전개

자유표면에서 경계조건식(2.3.6)과 해저에서의 경계조건식(2.3.5)를 만족하는 외역  $I$ 의 속도포텐셜  $\phi_I$ 은 다음의 식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} \phi_I(x, y, z) = & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ \{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

여기서,  $g$ 는 중력가속도,  $k$  및  $k_n$ 은 다음의 식으로 주어지는 근이다.

$$k h \tanh k h = -k_n h \tan k_n h = \frac{\sigma^2 h}{g}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.3.9)$$

또한,  $f_0(x, y)$ 는 식(2.3.7)의 입사파에 대응하는 것으로 다음의 식으로 주어질 수 있고,  $f_1(x, y)$ 는 진행회절산란파성분을,  $f_2^{(n)}(x, y)$ 는 정지회절산란파성분을 각각 나타낸다.

$$f_0(x, y) = -i \exp \{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)\} \quad (2.3.10)$$

부소파제의 저면에서 조건식(2.3.6)과 해저에서의 경계조건식(2.3.5)를 만족하는 내역  $II, III$ 에서의 속도포텐셜  $\phi_{II}, \phi_{III}$ 은 Fourier변환의 적용으로부터 다음의 식과 같이 유도될 수 있다.

$$\begin{aligned}
\phi_{II}(x, y, z) = & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ \varphi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \cos \bar{s} (z + qh) \right. \\
& + i \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \left( -\frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} - \frac{\omega_{11}^* y}{\zeta_0} + \frac{\omega_{12}^* (x - x_{G1})}{\zeta_0} \right) \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right. \\
& \left. \left. + \frac{1}{4} \left( \frac{2\zeta_1^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_{11}^* y}{\zeta_0} - \frac{\omega_{12}^* (x - x_{G1})}{\zeta_0} \right) \left( \frac{(x - x_{G1})^2 + y^2}{h^2} \right) \right\} \right] \quad (2.3.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{III}(x, y, z) = & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ \psi_0(x, y) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(x, y) \cos \bar{v} (z + qh) \right. \\
& + i \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \left( -\frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} - \frac{\omega_{21}^* y}{\zeta_0} + \frac{\omega_{22}^* (x - x_{G2})}{\zeta_0} \right) \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right. \\
& \left. \left. + \frac{1}{4} \left( \frac{2\zeta_2^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_{21}^* y}{\zeta_0} - \frac{\omega_{22}^* (x - x_{G2})}{\zeta_0} \right) \left( \frac{(x - x_{G2})^2 + y^2}{h^2} \right) \right\} \right] \quad (2.3.12)
\end{aligned}$$

여기서,  $s, v$ 는 정수,  $\bar{s} = s\pi/\bar{q}h, \bar{v} = v\pi/\bar{q}h, \bar{q} = 1 - q$ 이다.

식(2.3.8), (2.3.11), (2.3.12)에서  $f_1(x, y), f_2^{(n)}(x, y) (n = 1, 2, 3, \dots); \varphi_0(x, y), \varphi_s(x, y) (s = 1, 2, 3, \dots); \psi_0(x, y), \psi_v(x, y) (v = 1, 2, 3, \dots)$ 는 각각의 속도포텐셜을 식(2.3.2)에 대입함으로 다음의 Helmholtz의 방정식을 만족하여야 하는 미지함수로 주어진다.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_2^{(n)} = 0 \end{cases} \quad (2.3.13)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial y^2} - \bar{s}^2 \varphi_s = 0 \end{cases} \quad (2.3.14)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 \psi_v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_v}{\partial y^2} - \bar{v}^2 \psi_v = 0 \end{cases} \quad (2.3.15)$$

### (3) Green함수에 의한 미지수의 표시

Figures 2.3.2(a), (b), (c)와 같이 경계선을  $D, D_1, D_2$ 로 하고, 각각 경계선상의 점을  $(\xi, \eta), (\xi_1, \eta_1), (\xi_2, \eta_2)$ , 외역  $I$ 과 내역  $II, III$ 의 임의점을 각각  $(x, y)$ 로 나타내고, 각각 경계선상과 영역상의 두 점간의 거리  $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ ,  $r_1 = \sqrt{(x - \xi_1)^2 + (y - \eta_1)^2}$ ,  $r_2 = \sqrt{(x - \xi_2)^2 + (y - \eta_2)^2}$ 를 사용하여 각각  $r \rightarrow 0, r_1 \rightarrow 0, r_2 \rightarrow 0$ 에서  $\log r, \log r_1, \log r_2$  오더의 특이성을 갖고, 각각  $r \rightarrow \infty, r_1 \rightarrow \infty, r_2 \rightarrow \infty$ 에서 Sommerfeld의 Radiation condition을 만족하는 식(2.3.13), (2.3.14), (2.3.15)의 특해로서의 Green함수는  $f_1, f_2^{(n)}; \varphi_0, \varphi_s; \psi_0, \psi_v$ 에 대해서 각각  $H_0^{(1)}(kr), K_0(k_n r); \log(1/kr_1), K_0(\bar{s}r_1); \log(1/kr_2), K_0(\bar{v}r_2)$ 로 주어진다. 여기서,  $H_0^{(1)}$ 은 제1종Hankel함수,  $K_0$ 는 변형Bessel함수이다. 따라서, 영역  $I, II, III$ 상의 임의점  $(x, y)$ 에서 미지함수는 Green정리에 의하여 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$\phi_m(x, y) = \frac{l}{2} \int_Q \left[ \phi_m(\xi, \eta) \frac{\partial G}{\partial n} - kG \frac{\partial \phi_m(\xi, \eta)}{k \partial n} \right] ds \quad (2.3.16)$$

여기서,

$$\begin{cases} \phi_m = f_1, & G = -\frac{i}{2}H_0^{(1)}(kr), \quad l = -1, \quad Q = D \\ \phi_m = f_2^{(n)}, & G = -\frac{1}{\pi}K_0(k_n r), \quad l = -1, \quad Q = D \end{cases}$$

$$\begin{cases} \phi_m = \varphi_0, & G = -\frac{1}{\pi}\log\left(\frac{1}{kr}\right), \quad l = 1, \quad Q = D_1 \\ \phi_m = \varphi_s, & G = -\frac{1}{\pi}K_0(\bar{s}r), \quad l = 1, \quad Q = D_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \phi_m = \psi_0, & G = -\frac{1}{\pi}\log\left(\frac{1}{kr}\right), \quad l = 1, \quad Q = D_2 \\ \phi_m = \psi_v, & G = -\frac{1}{\pi}K_0(\bar{v}r), \quad l = 1, \quad Q = D_2 \end{cases}$$

여기서,  $n$ 은 경계선  $D, D_1, D_2$ 에 대한 외향법선을 나타낸다.

외역  $I$  및 내역  $II, III$ 상의  $(x, y)$ 를 각각 경계상의 고정점  $(\xi', \eta'), (\xi'_1, \eta'_1), (\xi'_2, \eta'_2)$ 로 근접시키면, 식(2.3.16)은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\phi_m(\xi', \eta') = l \int_Q \left[ \phi_m(\xi, \eta) \frac{\partial G}{\partial n} - kG \frac{\partial \phi_m(\xi, \eta)}{k \partial n} \right] ds \quad (2.3.17)$$

여기서,

$$\begin{cases} \phi_m = f_1, & G = -\frac{i}{2}H_0^{(1)}(kR), \quad l = -1, \quad Q = D \\ \phi_m = f_2^{(n)}, & G = -\frac{1}{\pi}K_0(k_n R), \quad l = -1, \quad Q = D \end{cases}$$



$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_m = \varphi_0, \quad G = -\frac{1}{\pi} \log \left( \frac{1}{kR_1} \right), \quad l = 1, \quad Q = D_1 \\ \phi_m = \varphi_s, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{s} R_1), \quad l = 1, \quad Q = D_1 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_m = \psi_0, \quad G = -\frac{1}{\pi} \log \left( \frac{1}{kR_2} \right), \quad l = 1, \quad Q = D_2 \\ \phi_m = \psi_v, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{v} R_2), \quad l = 1, \quad Q = D_2 \end{array} \right.$$

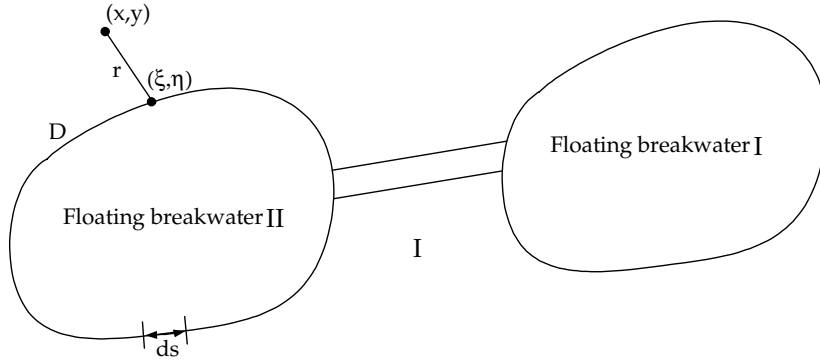
여기서,  $R = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2}$ ,  $R_1 = \sqrt{(\xi_1 - \xi'_1)^2 + (\eta_1 - \eta'_1)^2}$ ,  $R_2 = \sqrt{(\xi_2 - \xi'_2)^2 + (\eta_2 - \eta'_2)^2}$ .

$f_1, f_2^{(n)}; \varphi_0, \varphi_s; \psi_0, \psi_v$ 의 경계  $D, D_1, D_2$ 에 있어서 법선미분치를 다음과 같이 둔다.

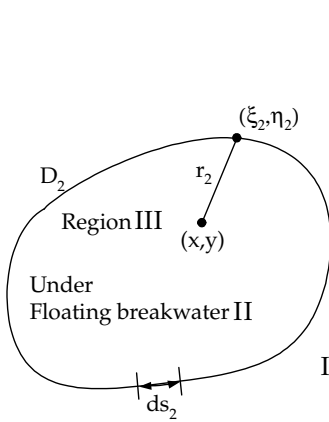
$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{f}_1(\xi, \eta) = \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{k \partial n} \\ \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) = \frac{\partial f_2^{(n)}(\xi, \eta)}{k \partial n} \end{array} \right. \quad (2.3.18a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\varphi}_0(\xi_1, \eta_1) = \frac{\partial \varphi_0(\xi_1, \eta_1)}{k \partial n} \\ \bar{\varphi}_s(\xi_1, \eta_1) = \frac{\partial \varphi_s(\xi_1, \eta_1)}{k \partial n} \end{array} \right. \quad (2.3.18b)$$

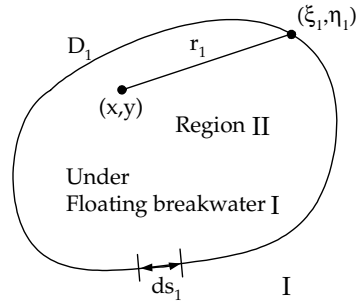
$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\psi}_0(\xi_2, \eta_2) = \frac{\partial \psi_0(\xi_2, \eta_2)}{k \partial n} \\ \bar{\psi}_v(\xi_2, \eta_2) = \frac{\partial \psi_v(\xi_2, \eta_2)}{k \partial n} \end{array} \right. \quad (2.3.18c)$$



(a) Region I



(b) Region III



(c) Region II

Fig. 2.3.2. Coordinate on the boundaries between each fluid region.

또한,  $D$ 를  $N$ 개의 점  $(\xi_j, \eta_j) (j = 1, 2, 3, \dots, N)$ 으로  $N$ 개의 소요소  $\Delta s_j = \sqrt{(\xi_{j+1} - \xi_{j-1})^2 + (\eta_{j+1} - \eta_{j-1})^2}/2$ 으로,  $D_1$ 을  $L$ 개의 점  $(\xi_j^{(1)}, \eta_j^{(1)}) (j = 1, 2, 3, \dots, L; (\xi_1, \eta_1) \equiv (\xi^{(1)}, \eta^{(1)}))$ 으로  $L$ 개의 소요소  $\Delta s_j^{(1)} = \sqrt{(\xi_{j+1}^{(1)} - \xi_{j-1}^{(1)})^2 + (\eta_{j+1}^{(1)} - \eta_{j-1}^{(1)})^2}/2$  ( $\Delta s_1 \equiv \Delta s^{(1)}$ )으로,  $D_2$ 를  $D_1$ 과 동일하게  $L$ 개의 점  $(\xi_j^{(2)}, \eta_j^{(2)}) (j = 1, 2, 3, \dots, L; (\xi_2, \eta_2) \equiv (\xi^{(2)}, \eta^{(2)}))$ 으로  $L$ 개의 소요소  $\Delta s_j^{(2)} = \sqrt{(\xi_{j+1}^{(2)} - \xi_{j-1}^{(2)})^2 + (\eta_{j+1}^{(2)} - \eta_{j-1}^{(2)})^2}/2$  ( $\Delta s_2 \equiv \Delta s^{(2)}$ )으로 각각 분

할하고, 각각  $(\xi', \eta'), (\xi'_1, \eta'_1), (\xi'_2, \eta'_2) \rightarrow (i)$ 로 동일하게 표기하여, 각각  $(\xi, \eta), (\xi_1, \eta_1), (\xi_2, \eta_2) \rightarrow (j)$ 로 동일하게 표기하여 이산화하면 식(2.3.17)을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{cases} f_1(i) = - \sum_{j=1}^N [f_1(j) \bar{A}_{ij} - \bar{f}_1(j) A_{ij}] \\ f_2^{(n)}(i) = - \sum_{j=1}^N [f_2^{(n)}(j) \bar{B}_{ij} - \bar{f}_2^{(n)}(j) B_{ij}] \end{cases} \quad (2.3.19)$$

$$\begin{cases} \varphi_0(i) = \sum_{j=1}^L [\varphi_0(j) \bar{C}_{ij} - \bar{\varphi}_0(j) C_{ij}] \\ \varphi_s(i) = \sum_{j=1}^L [\varphi_s(j) \bar{D}_{ij} - \bar{\varphi}_s(j) D_{ij}] \end{cases} \quad (2.3.20)$$

$$\begin{cases} \psi_0(i) = \sum_{j=1}^L [\psi_0(j) \bar{E}_{ij} - \bar{\psi}_0(j) E_{ij}] \\ \psi_v(i) = \sum_{j=1}^L [\psi_v(j) \bar{F}_{ij} - \bar{\psi}_v(j) F_{ij}] \end{cases} \quad (2.3.21)$$

여기서,

$$\begin{cases} A_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left( -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right) k ds \\ \bar{A}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial n} \left( -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right) ds \end{cases} \quad (2.3.22)$$

$$\begin{cases} B_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left( -\frac{K_0(k_n R_{ij})}{\pi} \right) k ds \\ \bar{B}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial n} \left( -\frac{K_0(k_n R_{ij})}{\pi} \right) ds \end{cases} \quad (2.3.23)$$

$$\begin{cases} C_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(1)}} \left( -\frac{\log(1/k R_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) k ds_1 \\ \bar{C}_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(1)}} \frac{\partial}{\partial n} \left( -\frac{\log(1/k R_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) ds_1 \end{cases} \quad (2.3.24)$$

$$\begin{cases} D_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(1)}} \left( -\frac{K_0(\bar{s} R_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) k ds_1 \\ \bar{D}_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(1)}} \frac{\partial}{\partial n} \left( -\frac{K_0(\bar{s} R_{ij}^{(1)})}{\pi} \right) ds_1 \end{cases} \quad (2.3.25)$$

$$\begin{cases} E_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(2)}} \left( -\frac{\log(1/k R_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) k ds_2 \\ \bar{E}_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(2)}} \frac{\partial}{\partial n} \left( -\frac{\log(1/k R_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) ds_2 \end{cases} \quad (2.3.26)$$

$$\begin{cases} F_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(2)}} \left( -\frac{K_0(\bar{v} R_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) k ds_2 \\ \bar{F}_{ij} = \int_{\Delta s_j^{(2)}} \frac{\partial}{\partial n} \left( -\frac{K_0(\bar{v} R_{ij}^{(2)})}{\pi} \right) k ds_2 \end{cases} \quad (2.3.27)$$

$$\begin{cases} R_{ij} = \sqrt{(\xi_i - \xi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2} \\ R_{ij}^{(1)} = \sqrt{(\xi_i^{(1)} - \xi_j^{(1)})^2 + (\eta_i^{(1)} - \eta_j^{(1)})^2} \\ R_{ij}^{(2)} = \sqrt{(\xi_i^{(2)} - \xi_j^{(2)})^2 + (\eta_i^{(2)} - \eta_j^{(2)})^2} \end{cases} \quad (2.3.28)$$

식(2.3.19), (2.3.20), (2.3.21)의 결과로부터 경계선  $D, D_1, D_2$  상에 있어서 다음의 대수 연립방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^N \{ \alpha_{ij}^{(0)} f_1(j) - A_{ij} \bar{f}_1(j) \} = 0 \\ \sum_{j=1}^N \{ \alpha_{ij}^{(n)} f_2^{(n)}(j) - B_{ij} \bar{f}_2^{(n)}(j) \} = 0 \end{cases} \quad (2.3.29)$$

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^L \{ \beta_{ij}^{(0)} \varphi_0(j) - C_{ij} \bar{\varphi}_0(j) \} = 0 \\ \sum_{j=1}^L \{ \beta_{ij}^{(s)} \varphi_s(j) - D_{ij} \bar{\varphi}_s(j) \} = 0 \end{cases} \quad (2.3.30)$$

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^L \{ \omega_{ij}^{(0)} \psi_0(j) - E_{ij} \bar{\psi}_0(j) \} = 0 \\ \sum_{j=1}^L \{ \omega_{ij}^{(v)} \psi_v(j) - F_{ij} \bar{\psi}_v(j) \} = 0 \end{cases} \quad (2.3.31)$$

여기서, 다음과 같이 정의한다.

$$\begin{cases} \alpha_{ij}^{(0)} = \delta_{ij} + \bar{A}_{ij} \\ \alpha_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} + \bar{B}_{ij} \end{cases} \quad (2.3.32a)$$

$$\begin{cases} \beta_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{C}_{ij} \\ \beta_{ij}^{(s)} = -\delta_{ij} + \bar{D}_{ij} \end{cases} \quad (2.3.32a)$$

$$\begin{cases} \omega_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij} \\ \omega_{ij}^{(n)} = -\delta_{ij} + \bar{F}_{ij} \end{cases} \quad (2.3.32c)$$

Green공식으로부터 외역  $I$ , 내역  $II, III$ 의 임의점  $(x, y)$ 에 있어서  $f_1, f_2^{(n)}; \varphi_0, \varphi_s; \psi_0, \psi_v$ 의 값은 각각  $D, D_1, D_2$ 상의 값  $f_1, f_2^{(n)}; \varphi_0, \varphi_s; \psi_0, \psi_v$ 와  $\bar{f}_1, \bar{f}_2^{(n)}; \bar{\varphi}_0, \bar{\varphi}_s; \bar{\psi}_0, \bar{\psi}_v$ 의 값으로부터 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{cases} f_1(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{A}_{Xj} f_1(j) - A_{Xj} \bar{f}_1(j)] \\ f_2^{(n)}(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{B}_{Xj} f_2^{(n)}(j) - B_{Xj} \bar{f}_2^{(n)}(j)] \end{cases} \quad (2.3.33)$$

$$\begin{cases} \varphi_0(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{C}_{Xj} \varphi_0(j) - C_{Xj} \bar{\varphi}_0(j)] \\ \varphi_s(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{D}_{Xj} \varphi_s(j) - D_{Xj} \bar{\varphi}_s(j)] \end{cases} \quad (2.3.34)$$

$$\begin{cases} \psi_0(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{E}_{Xj} \psi_0(j) - E_{Xj} \bar{\psi}_0(j)] \\ \psi_v(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{F}_{Xj} \psi_v(j) - F_{Xj} \bar{\psi}_v(j)] \end{cases} \quad (2.3.35)$$

여기서,  $A_{Xj}, \bar{A}_{Xj}, \dots$  등은 식(2.3.22)~(2.3.27)의  $A_{ij}, \bar{A}_{ij}, \dots$  등에 있어서  $(\xi_i, \eta_i)$ 의

대신에  $(x, y)$ 로 둔 것을 나타내고, 또한  $f_1(j), f_2^{(n)}(j), \dots$  등은  $f_1(\xi_j, \eta_j), f_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j), \dots$  등을 나타내는 것으로 한다.

#### (4) 부소파제에 작용하는 유체력

유체역  $I, II, III$ 에서 부소파제의 측면 및 저면에 작용하는 유체압력  $p_j (j = I, II, III)$ 는 Bernoulli정리를 적용하면 속도포텐셜  $\phi_j (j = I, II, III)$ 에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{cases} p_I = i\rho\sigma\phi_I(\xi, \eta, z)e^{-i\sigma t} \\ p_{II} = i\rho\sigma\phi_{II}(x, y, -qh)e^{-i\sigma t} \\ p_{III} = i\rho\sigma\phi_{III}(x, y, -qh)e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.36)$$

위의 식에 식(2.3.8), (2.3.11), (2.3.12)를 대입하면 다음을 얻는다.

$$\frac{p_I}{\rho g \zeta_0} = \begin{cases} i \left[ \{f_0(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)\} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(\xi, \eta) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.37)$$

$$\frac{p_{II}}{\rho g \zeta_0} = \begin{cases} i \left[ \varphi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \right. \\ + i \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} + \left( \frac{2\zeta_1^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_{11}^* y}{\zeta_0} - \frac{\omega_{12}^* (x - x_{G1})}{\zeta_0} \right) \right. \\ \left. \cdot \left( \frac{(x - x_{G1})^2 + y^2}{4(\bar{q}h)^2} - 1 \right) \right\} \left. \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.38)$$

$$\frac{p_{III}}{\rho g \zeta_0} = \left\{ \begin{aligned} & i \left[ \psi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \psi_s(x, y) \right. \\ & + i \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} + \left( \frac{2\zeta_2^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_{21}^* y}{\zeta_0} - \frac{\omega_{22}^* (x - x_{G2})}{\zeta_0} \right) \right. \\ & \left. \left. \cdot \left( \frac{(x - x_{G2})^2 + y^2}{4(\bar{q}h)^2} - 1 \right) \right\} \right] e^{-i\sigma t} \end{aligned} \right. \quad (2.3.39)$$

부소파제  $I, II$ 의 저면을 각각  $M$ 개의 미소면적  $\Delta\alpha_p (p=1, 2, \dots, M)$ ,  $\Delta\alpha_q (q=1, 2, \dots, M)$ 으로 분할하고, 면적요소의 중심점을 각각  $(x_p, y_p)$ ,  $(x_q, y_q)$ 로 하여 식(2.3.34), (2.3.35)를 사용하면  $\varphi_0(x_p, y_p)$ ,  $\varphi_s(x_p, y_p)$ 는  $D_1$ 상의  $\varphi_0(j)$ ,  $\varphi_s(j)$ ;  $\bar{\varphi}_0(j)$ ,  $\bar{\varphi}_s(j)$ 에 의해, 그리고  $\psi_0(x_q, y_q)$ ,  $\psi_v(x_q, y_q)$ 는  $D_2$ 상의  $\psi_0(j)$ ,  $\psi_v(j)$ ;  $\bar{\psi}_0(j)$ ,  $\bar{\psi}_v(j)$ 에 의해 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{aligned} \varphi_0(x_p, y_p) &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{C}_{pj} \varphi_0(j) - C_{pj} \bar{\varphi}_0(j)] \\ \varphi_s(x_p, y_p) &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{D}_{pj} \varphi_s(j) - D_{pj} \bar{\varphi}_s(j)] \end{aligned} \right. \quad (2.3.40)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \psi_0(x_q, y_q) &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{E}_{qj} \psi_0(j) - E_{qj} \bar{\psi}_0(j)] \\ \psi_v(x_q, y_q) &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^L [\bar{F}_{qj} \psi_v(j) - F_{qj} \bar{\psi}_v(j)] \end{aligned} \right. \quad (2.3.41)$$

따라서, 부소파제에 작용하는 유체압력  $p_{II}, p_{III}$ 의  $x, y, z$ 방향의 각각의 합력  $P_{Xi}, P_{Yi}, P_{Zi}$  및 중심주변의 모멘트  $T_{Xi}, T_{Yi}, T_{Zi}$ 는 다음의 결과로 주어질 수 있다. 여기서, 부소파제  $I$ 의 경우에  $i=1$ , 부소파제  $II$ 의 경우에  $i=2$ 를 나타낸다.



$$\frac{P_{X1}}{\rho g \zeta_0 h^2} = -\frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] k \Delta \eta_j e^{-i\sigma t} \quad (2.3.42a)$$

$$\frac{P_{X2}}{\rho g \zeta_0 h^2} = -\frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] k \Delta \eta_j e^{-i\sigma t} \quad (2.3.42b)$$

$$\frac{P_{Y1}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] k \Delta \xi_j e^{-i\sigma t} \quad (2.3.43a)$$

$$\frac{P_{Y2}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] k \Delta \xi_j e^{-i\sigma t} \quad (2.3.43b)$$

$$\frac{P_{Z1}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \begin{cases} \frac{i}{h^2} \sum_{p=1}^M \left[ \varphi_0(p) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(p) \right] \Delta \alpha_p e^{-i\sigma t} \\ -\frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} C_1 - \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} C_2 \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.44a)$$

$$\frac{P_{Z2}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \begin{cases} \frac{i}{h^2} \sum_{q=1}^M \left[ \psi_0(q) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(q) \right] \Delta \alpha_q e^{-i\sigma t} \\ -\frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} C_1' - \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} C_2' \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.44b)$$

$$\frac{T_{X1}}{\rho g \zeta_0 h^3} = \begin{cases} -\frac{i}{h} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) B_n \right] \Delta \xi_j e^{-i\sigma t} \\ + \frac{i}{h^3} \sum_{p=1}^M \left[ \varphi_0(p) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(p) \right] y_p \Delta \alpha_p e^{-i\sigma t} \\ - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} B_x e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.45a)$$

$$\frac{T_{X2}}{\rho g \zeta_0 h^3} = \begin{cases} -\frac{i}{h} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) B_n \right] \Delta \xi_j e^{-i\sigma t} \\ + \frac{i}{h^3} \sum_{q=1}^M \left[ \psi_0(q) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(q) \right] y_q \Delta \alpha_q e^{-i\sigma t} \\ - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} B_x e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.45b)$$

$$\frac{T_{Y1}}{\rho g \zeta_0 h^3} = \begin{cases} -\frac{i}{h} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) B_n \right] \Delta \eta_j e^{-i\sigma t} \\ - \frac{i}{h^3} \sum_{p=1}^M \left[ \varphi_0(p) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(p) \right] (x_p - x_{G1}) \Delta \alpha_p e^{-i\sigma t} \\ + \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} B_y^{(1)} - \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} B_y^{(2)} \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.46a)$$

$$\frac{T_{Y2}}{\rho g \zeta_0 h^3} = \begin{cases} -\frac{i}{h} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) B_n \right] \Delta \eta_j e^{-i\sigma t} \\ - \frac{i}{h^3} \sum_{q=1}^M \left[ \psi_0(q) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(q) \right] (x_q - x_{G2}) \Delta \alpha_q e^{-i\sigma t} \\ + \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} B_y^{(1)} - \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} B_y^{(2)} \right] e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.46b)$$

$$\frac{T_{\mathcal{Z}_1}}{\rho g \zeta_0 h^3} = \begin{cases} \frac{i}{h^2} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ \{f_0(j) + f_1(j)\} A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] \\ \cdot \{(\xi_j - x_{G1}) \Delta \xi_j + \eta_j \Delta \eta_j\} e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.47a)$$

$$\frac{T_{\mathcal{Z}_2}}{\rho g \zeta_0 h^3} = \begin{cases} \frac{i}{h^2} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ \{f_0(j) + f_1(j)\} A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] \\ \cdot \{(\xi_j - x_{G2}) \Delta \xi_j + \eta_j \Delta \eta_j\} e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (2.3.47b)$$

여기서,

$$A_0 = \frac{\sinh kh - \sinh kh \bar{q}}{kh \cosh kh}$$

$$A_n = \frac{\sin k_n h - \sin k_n h \bar{q}}{k_n h \cos k_n h}$$

$$B_0 = \frac{-kz_{G1} \sinh kh + k(qh + z_{G1}) \sinh kh \bar{q} - \cosh kh + \cosh kh \bar{q}}{(kh)^2 \cosh kh}$$

$$B_n = \frac{-k_n z_{G1} \sin k_n h + k_n(qh + z_{G1}) \sin k_n h \bar{q} + \cos k_n h - \cos k_n h \bar{q}}{(k_n h)^2 \cos k_n h}$$

$$\dot{B}_0 = \frac{-kz_{G2} \sinh kh + k(qh + z_{G2}) \sinh kh \bar{q} - \cosh kh + \cosh kh \bar{q}}{(kh)^2 \cosh kh}$$

$$\dot{B}_n = \frac{-k_n z_{G2} \sin k_n h + k_n(qh + z_{G2}) \sin k_n h \bar{q} + \sin k_n h - \cos k_n h \bar{q}}{(k_n h)^2 \cos k_n h}$$

$$C_1 = \frac{1}{h^2} \left( \frac{b \{ (c + 2a - x_{G1})^3 - (c - x_{G1})^3 \}}{3(\bar{q}h)^2} + \frac{2ab^3}{3(\bar{q}h)^2} - 4ab \right)$$

$$\begin{aligned}
C_2 &= \begin{cases} \frac{1}{h^2} \frac{3b \{(c+2a-x_{G1})^4 - (c-x_{G1})^4\} + 2b^3 \{(c+2a-x_{G1})^2 - (c-x_{G1})^2\}}{24a(\bar{q}h)^2} \\ -\frac{b}{ah^2} \{(c+2a-x_{G1})^2 - (c-x_{G1})^2\} \end{cases} \\
C_1' &= \frac{1}{h^2} \left( \frac{b \{(c+2a+x_{G2})^3 - (c+x_{G2})^3\} + 2ab^3}{3(\bar{q}h)^2} - 4ab \right) \\
C_2' &= \begin{cases} \frac{1}{h^2} \frac{3b \{(c+2a+x_{G2})^4 - (c+x_{G2})^4\} + 2b^3 \{(c+2a+x_{G2})^2 - (c+x_{G2})^2\}}{24a(\bar{q}h)^2} \\ -\frac{b}{ah^2} \{(c+2a+x_{G2})^2 - (c+x_{G2})^2\} \end{cases} \\
B_x &= \frac{1}{h^3} \left( \frac{5b^2 \{(c+2a-x_{G1})^3 - (c-x_{G1})^3\} + 18ab^4}{90(\bar{q}h)^2} - \frac{4ab^2}{3} \right) \\
B_x' &= \frac{1}{h^3} \left( \frac{5b^2 \{(c+2a+x_{G2})^3 - (c+x_{G2})^3\} + 18ab^4}{90(\bar{q}h)^2} - \frac{4ab^2}{3} \right) \\
B_y^{(1)} &= \begin{cases} \frac{1}{h^3} \frac{3b \{(c+2a-x_{G1})^4 - (c-x_{G1})^4\} + 2b^3 \{(c+2a-x_{G1})^2 - (c-x_{G1})^2\}}{12(\bar{q}h)^2} \\ -\frac{b}{h^3} \{(c+2a-x_{G1})^2 - (c-x_{G1})^2\} \end{cases} \\
B_y^{(2)} &= \begin{cases} \frac{1}{h^3} \frac{9b \{(c+2a-x_{G1})^5 - (c-x_{G1})^5\} + 5b^3 \{(c+2a-x_{G1})^3 - (c-x_{G1})^3\}}{90a(\bar{q}h)^2} \\ -\frac{2b}{3ah^3} \{(c+2a-x_{G1})^3 - (c-x_{G1})^3\} \end{cases} \\
B_y^{(1)'} &= \begin{cases} \frac{1}{h^3} \frac{3b \{(c+2a+x_{G2})^4 - (c+x_{G2})^4\} + 2b^3 \{(c+2a+x_{G2})^2 - (c+x_{G2})^2\}}{12(\bar{q}h)^2} \\ -\frac{b}{h^3} \{(c+2a+x_{G2})^2 - (c+x_{G2})^2\} \end{cases}
\end{aligned}$$

$$B_y^{(2)} = \begin{cases} \frac{1}{h^3} \frac{9b \{(c + 2a + x_{G2})^5 - (c + x_{G2})^5\} + 5b^3 \{(c + 2a + x_{G2})^3 - (c + x_{G2})^3\}}{90a (\bar{q} h)^2} \\ - \frac{2b}{3ah^3} \{(c + 2a + x_{G2})^3 - (c + x_{G2})^3\} \end{cases}$$

## (5) 부소파제의 운동방정식

부소파제  $I, II$ 의 질량을 각각  $M_i$ , 부소파제  $I, II$ 의  $x, y, z$ 축 방향으로의 관성모멘트를 각각  $I_{i1}, I_{i2}, I_{i3}$ 로 하면, 부소파제  $I, II (i = 1, 2)$ 의 각 운동방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} M_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = P_{X_i} - 4 (K_{11}^{(i)} \xi_i^* + K_{12}^{(i)} \eta_i^* + K_{13}^{(i)} \zeta_i^* + K_{14}^{(i)} \omega_{i1}^* + K_{15}^{(i)} \omega_{i2}^* + K_{16}^{(i)} \omega_{i3}^*) \\ M_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} = P_{Y_i} - 4 (K_{21}^{(i)} \xi_i^* + K_{22}^{(i)} \eta_i^* + K_{23}^{(i)} \zeta_i^* + K_{24}^{(i)} \omega_{i1}^* + K_{25}^{(i)} \omega_{i2}^* + K_{26}^{(i)} \omega_{i3}^*) \\ M_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} = P_{Z_i} + R_{Z_i} - 4 (K_{31}^{(i)} \xi_i^* + K_{32}^{(i)} \eta_i^* + K_{33}^{(i)} \zeta_i^* + K_{34}^{(i)} \omega_{i1}^* + K_{35}^{(i)} \omega_{i2}^* + K_{36}^{(i)} \omega_{i3}^*) \\ I_{i1} \frac{d^2 \delta_{i1}}{dt^2} = T_{X_i} + W_{X_i} - 4 (K_{41}^{(i)} \xi_i^* + K_{42}^{(i)} \eta_i^* + K_{43}^{(i)} \zeta_i^* + K_{44}^{(i)} \omega_{i1}^* + K_{45}^{(i)} \omega_{i2}^* + K_{46}^{(i)} \omega_{i3}^*) \\ I_{i2} \frac{d^2 \delta_{i2}}{dt^2} = T_{Y_i} + W_{Y_i} - 4 (K_{51}^{(i)} \xi_i^* + K_{52}^{(i)} \eta_i^* + K_{53}^{(i)} \zeta_i^* + K_{54}^{(i)} \omega_{i1}^* + K_{55}^{(i)} \omega_{i2}^* + K_{56}^{(i)} \omega_{i3}^*) \\ I_{i3} \frac{d^2 \delta_{i3}}{dt^2} = T_{Z_i} - 4 (K_{61}^{(i)} \xi_i^* + K_{62}^{(i)} \eta_i^* + K_{63}^{(i)} \zeta_i^* + K_{64}^{(i)} \omega_{i1}^* + K_{65}^{(i)} \omega_{i2}^* + K_{66}^{(i)} \omega_{i3}^*) \end{cases} \quad (2.3.48)$$

여기서,  $K_{lm}^{(i)}$ 는 부소파제  $I, II (i = 1, 2)$ 의 계류라인의 저항력으로 다음과 같이 주어진다(자세한 유도과정은 Appendix를 참조하기 바란다).

$$\begin{cases}
K_{11}^{(i)} = K_{HH} \cos^2 \alpha_0 \\
K_{15}^{(i)} = (K_{HV}a + K_{HH}z_0 \cos \alpha_0) \cos \alpha_0 \\
K_{22}^{(i)} = K_{HH} \sin^2 \alpha_0 \\
K_{24}^{(i)} = (-K_{HV}b - K_{HH}z_0 \sin \alpha_0) \sin \alpha_0 \\
K_{33}^{(i)} = K_{VV} \\
K_{44}^{(i)} = K_{VV}b^2 + 2K_{HV}bz_0 \sin \alpha_0 + K_{HH}z_0^2 \sin^2 \alpha_0 \\
K_{42}^{(i)} = (-K_{HH}z_0 \sin \alpha_0 - K_{HV}b) \sin \alpha_0 \\
K_{55}^{(i)} = K_{VV}a^2 + 2K_{HV}az_0 \sin \alpha_0 + K_{HH}z_0^2 \cos^2 \alpha_0 \\
K_{51}^{(i)} = (K_{HV}a + K_{HH}z_0 \cos \alpha_0) \cos \alpha_0 \\
K_{66}^{(i)} = K_{HH} (a \sin \alpha_0 - b \cos \alpha_0)^2
\end{cases}$$

여기서,  $z_0$ 는 중심에서 부체계류점까지의 연직거리로 계류점이 중심보다 위에 있는 경우에는 (+), 계류점이 중심보다 아래에 있는 경우에는 (-)를 취한다.

또한,  $R_{\mathcal{Z}_i}$ ,  $W_{\mathcal{X}_i}$ ,  $W_{\mathcal{Y}_i}$ 는 다음의 식들로 주어지는 정수압적인 복원력과 모멘트를 각각 나타낸다.

$$R_{\mathcal{Z}_i} = -\rho g (4ab) z_i \quad (2.3.49)$$

$$W_{\mathcal{X}_i} = -M_i g \overline{GM}_{i1} \delta_{i1} \quad (2.3.50)$$

$$\overline{GM}_{i1} = \frac{b^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_{Gi} \quad (2.3.51)$$

$$W_{\mathcal{Y}_i} = -M_i g \overline{GM}_{i2} \delta_{i2} \quad (2.3.52)$$

$$\overline{GM}_{i2} = \frac{a^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_{Gi} \quad (2.3.53)$$

따라서, 운동방정식(2.3.48)에 식(2.3.1) 및 식(2.3.42)~(2.3.47) 그리고, 식(2.3.49)~(2.3.53)을 대입하여 다음과 같은 부소파제의 운동방정식을 구성할 수 있다.

■ 부소파제 I ;

$$-\frac{M_1\sigma^2}{\rho gh^2} \frac{\xi_1^*}{\zeta_0} = \left\{ \begin{aligned} & -\frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j))A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j)A_n \right] k \Delta \eta_j \\ & -\frac{4}{\rho gh^2} \left( K_{11}^{(1)} \frac{\xi_1^*}{\zeta_0} + K_{12}^{(1)} \frac{\eta_1^*}{\zeta_0} + K_{13}^{(1)} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} + \frac{K_{14}^{(1)}}{b} \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{15}^{(1)}}{a} \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{16}^{(1)}}{h} \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right. \quad (2.3.54)$$

$$-\frac{M_1\sigma^2}{\rho gh^2} \frac{\eta_1^*}{\zeta_0} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j))A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j)A_n \right] k \Delta \xi_j \\ & -\frac{4}{\rho gh^2} \left( K_{21}^{(1)} \frac{\xi_1^*}{\zeta_0} + K_{22}^{(1)} \frac{\eta_1^*}{\zeta_0} + K_{23}^{(1)} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} + \frac{K_{24}^{(1)}}{b} \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{25}^{(1)}}{a} \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{26}^{(1)}}{h} \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right. \quad (2.3.55)$$

$$-\frac{M_1\sigma^2}{\rho gh^2}\frac{\zeta_1^*}{\zeta_0}=\left\{\begin{array}{l} \frac{i}{(kh)^2}\sum_{p=1}^M\left[\varphi_0(p)+\sum_{s=1}^{\infty}\varphi_s(p)\right]k^2\Delta\alpha_p \\ -\frac{\bar{q}}{2}\frac{\sigma^2h}{g}\left[\frac{\zeta_1^*}{\zeta_0}C_1+\frac{\omega_{12}^*a}{\zeta_0}C_2\right]-\frac{4ab}{h^2}\frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \\ -\frac{4}{\rho gh^2}\left(K_{31}^{(1)}\frac{\xi_1^*}{\zeta_0}+K_{32}^{(1)}\frac{\eta_1^*}{\zeta_0}+K_{33}^{(1)}\frac{\zeta_1^*}{\zeta_0}+\frac{K_{34}^{(1)}}{b}\frac{\omega_{11}^*b}{\zeta_0}\right. \\ \left.+\frac{K_{35}^{(1)}}{a}\frac{\omega_{12}^*a}{\zeta_0}+\frac{K_{36}^{(1)}}{h}\frac{\omega_{13}^*h}{\zeta_0}\right) \end{array}\right. \quad (2.3.56)$$

$$-\frac{I_{11}\sigma^2}{\rho gbh^3}\frac{\omega_{11}^*b}{\zeta_0}=\left\{\begin{array}{l} -\frac{i}{kh}\sum_{j=1}^{N_1}\left[(f_0(j)+f_1(j))B_0+\sum_{n=1}^{\infty}f_2^{(n)}(j)B_n\right]k\Delta\xi_j \\ +\frac{i}{(kh)^3}\sum_{p=1}^M\left[\varphi_0(p)+\sum_{s=1}^{\infty}\varphi_s(p)\right]k^3y_p\Delta\alpha_p \\ -\frac{\bar{q}}{2}\frac{\sigma^2h}{g}\frac{\omega_{11}^*b}{\zeta_0}B_x-\frac{M_1}{\rho bh^3}\left(\frac{b^2}{3qh}-\frac{qh}{2}-z_{G1}\right)\frac{\omega_{11}^*b}{\zeta_0} \\ -\frac{4}{\rho gh^3}\left(K_{41}^{(1)}\frac{\xi_1^*}{\zeta_0}+K_{42}^{(1)}\frac{\eta_1^*}{\zeta_0}+K_{43}^{(1)}\frac{\zeta_1^*}{\zeta_0}+\frac{K_{44}^{(1)}}{b}\frac{\omega_{11}^*b}{\zeta_0}\right. \\ \left.+\frac{K_{45}^{(1)}}{a}\frac{\omega_{12}^*a}{\zeta_0}+\frac{K_{46}^{(1)}}{h}\frac{\omega_{13}^*h}{\zeta_0}\right) \end{array}\right. \quad (2.3.57)$$



$$\begin{aligned}
-\frac{I_{12}\sigma^2}{\rho g a h^3} \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} = & \left\{ \begin{aligned} & -\frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) B_n \right] k \Delta \eta_j \\ & + \frac{i}{(kh)^3} \sum_{p=1}^M \left[ \varphi_0(p) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(p) \right] k^3 (x_p - x_{G1}) \Delta \alpha_p \\ & - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} B_y^{(1)} + \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} B_y^{(2)} \right] \\ & - \frac{M_1}{\rho b h^3} \left( \frac{b^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_{G1} \right) \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} - \frac{4}{\rho g h^3} \left( K_{51}^{(1)} \frac{\xi_1^*}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + K_{52}^{(1)} \frac{\eta_1^*}{\zeta_0} + K_{53}^{(1)} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} + \frac{K_{54}^{(1)}}{b} \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} + \frac{K_{55}^{(1)}}{a} \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{56}^{(1)}}{h} \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.58)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{I_{13}\sigma^2}{\rho g h^4} \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} = & \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{(kh)^2} \sum_{j=1}^{N_1} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] \{ k^2 (\xi_j - x_{G1}) \Delta \xi_j \\ & + k^2 \eta_j \Delta \eta_j \} - \frac{4}{\rho g h^3} \left( K_{61}^{(1)} \frac{\xi_1^*}{\zeta_0} + K_{62}^{(1)} \frac{\eta_1^*}{\zeta_0} + K_{63}^{(1)} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{64}^{(1)}}{b} \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} + \frac{K_{65}^{(1)}}{a} \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{66}^{(1)}}{h} \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.59)
\end{aligned}$$

■ 부소파제 II ;

$$\begin{aligned}
-\frac{M_2\sigma^2}{\rho g h^2} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} = & \left\{ \begin{aligned} & -\frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] k \Delta \eta_j \\ & - \frac{4}{\rho g h^2} \left( K_{11}^{(2)} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} + K_{12}^{(2)} \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} + K_{13}^{(2)} + \frac{K_{14}^{(2)}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{15}^{(2)}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{16}^{(2)}}{h} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.60)
\end{aligned}$$

$$-\frac{M_2\sigma^2}{\rho gh^2}\frac{\eta_2^*}{\zeta_0} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j))A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j)A_n \right] k \Delta \xi_j \\ & - \frac{4}{\rho gh^2} \left( K_{21}^{(2)} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} + K_{22}^{(2)} \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} + K_{23}^{(2)} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} + \frac{K_{24}^{(2)}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{25}^{(2)}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{26}^{(2)}}{h} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right. \quad (2.3.61)$$

$$-\frac{M_2\sigma^2}{\rho gh^2}\frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{(kh)^2} \sum_{q=1}^M \left[ \psi_0(q) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(q) \right] k^2 \Delta \alpha_q \\ & - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} C_1' + \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} C_2' \right] - \frac{4ab}{h^2} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \\ & - \frac{4}{\rho gh^2} \left( K_{31}^{(2)} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} + K_{32}^{(2)} \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} + K_{33}^{(2)} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} + \frac{K_{34}^{(2)}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{35}^{(2)}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{36}^{(2)}}{h} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right. \quad (2.3.62)$$

$$-\frac{I_{21}\sigma^2}{\rho gbh^3}\frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} = \left\{ \begin{aligned} & - \frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j))B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j)B_n \right] k \Delta \xi_j \\ & + \frac{i}{(kh)^3} \sum_{q=1}^M \left[ \psi_0(p) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(p) \right] k^3 y_q \Delta \alpha_q \\ & - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \dot{B}_x - \frac{M_2}{\rho bh^3} \left( \frac{b^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_{G2} \right) \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \\ & - \frac{4}{\rho gh^3} \left( K_{41}^{(2)} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} + K_{42}^{(2)} \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} + K_{43}^{(2)} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} + \frac{K_{44}^{(2)}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{45}^{(2)}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{46}^{(2)}}{h} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right. \quad (2.3.63)$$

$$\begin{aligned}
-\frac{I_{22}\sigma^2}{\rho g a h^3} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} = & \left\{ \begin{aligned} & -\frac{i}{kh} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) B_n \right] k \Delta \eta_j \\ & + \frac{i}{(kh)^3} \sum_{q=1}^M \left[ \psi_0(q) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(q) \right] k^3 (x_q - x_{G2}) \Delta \alpha_q \\ & - \frac{\bar{q}}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} B_y^{(1)} + \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} B_y^{(2)} \right] \\ & - \frac{M_2}{\rho b h^3} \left( \frac{b^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - z_{G2} \right) \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} - \frac{4}{\rho g h^3} \left( K_{51}^{(2)} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + K_{52}^{(2)} \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} + K_{53}^{(2)} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} + \frac{K_{54}^{(2)}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} + \frac{K_{55}^{(2)}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{56}^{(2)}}{h} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.64)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{I_{23}\sigma^2}{\rho g h^4} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} = & \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{(kh)^2} \sum_{j=1}^{N_2} \left[ (f_0(j) + f_1(j)) A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(j) A_n \right] \left\{ k^2 (\xi_j - x_{G2}) \Delta \xi_j \right. \\ & \left. + k^2 \eta_j \Delta \eta_j \right\} - \frac{4}{\rho g h^3} \left( K_{61}^{(2)} \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} + K_{62}^{(2)} \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} + K_{63}^{(2)} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \right. \\ & \left. + \frac{K_{64}^{(2)}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} + \frac{K_{65}^{(2)}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} + \frac{K_{66}^{(2)}}{h} \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.3.65)
\end{aligned}$$

## (6) 영역경계면에서의 연속조건

부채측면에서는 식(2.3.3)에 나타낸 운동학적인 경계조건이 성립하고, 또한 외역  $I$ 과 내역  $II$ ,  $III$ 의 유체운동에 대해서는 경계  $D$ ,  $D_1$ ,  $D_2$ 에 있어서 동역학적인 연속성, 즉 질량Flux와 에너지Flux의 연속이 성립되어야 한다. 따라서, 다음의 조건식이 성립한다.

■ 부소파제  $I$  ;

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial n} = \begin{cases} -i\sigma [(\xi_1^* l + \eta_1^* m) - \omega_{11}^* (z - z_{G1})m \\ + \omega_{12}^* (z - z_{G1})l + \omega_{13}^* \{(x - x_{G1})m - yl\}] , & -qh \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (2.3.66)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial n}, & -h \leq z \leq -qh \\ \phi_I = \phi_{II}, & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \quad (2.3.67)$$

■ 부소파제 II ;

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial n} = \begin{cases} -i\sigma [(\xi_2^* l + \eta_2^* m) - \omega_{21}^* (z - z_{G2})m \\ + \omega_{22}^* (z - z_{G2})l + \omega_{23}^* \{(x - x_{G2})m - yl\}] , & -qh \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (2.3.68)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_I}{\partial n} = \frac{\partial \phi_{III}}{\partial n}, & -h \leq z \leq -qh \\ \phi_I = \phi_{III}, & -h \leq z \leq -qh \end{cases} \quad (2.3.69)$$

여기서,  $l = dx/dn$ ,  $m = dy/dn$ 은  $x, y$ 축에 대한 외향법선방향의 방향여현을 나타낸다.

위의 관계식에 식(2.3.8), (2.3.11), (2.3.12)의 속도포텐셜  $\phi_I, \phi_{II}, \phi_{III}$ 를 대입하고, 함수계  $\cosh k(z + qh), \cos k_n(z + h)$ 가  $-h \leq z \leq 0$ 에서 직교함수를 이루고,  $\bar{\cos s}(z + h), \bar{\cos v}(z + h)$ 가 각각  $-h \leq z \leq -qh$ 에서 자기직교함수를 이룬다는 고유함수의 특성을 이용하여 다음의 구성방정식을 얻는다.

■ 부소파제 I ;

$$(\bar{f}_0 + \bar{f}_1)N_0 - \bar{\varphi}_0 N_1 - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{\varphi}_s N_s$$

$$\begin{aligned}
& + i \left( \frac{\xi_{1i}^*}{\zeta_0} l + \frac{\eta_{1i}^*}{\zeta_0} m \right) g_0 - i \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \frac{l(\xi_{1i} - x_{G1}) + m\eta_{1i}}{h} g_2 \\
& - i \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} \left( m \frac{h}{b} g_1 - m g_3 + \frac{(\xi_{1i} - x_{G1})^2 m + 2(\xi_{1i} - x_{G1})\eta_{1i} l + 3\eta_{1i}^2 m}{4bh} g_2 \right) \\
& + i \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} \left( l \frac{h}{a} g_1 - l g_3 + \frac{3(\xi_{1i} - x_{G1})^2 l + 2(\xi_{1i} - x_{G1})\eta_{1i} m + \eta_{1i}^2 l}{4ah} g_2 \right) \\
& + i \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} \left( \frac{\xi_{1i} - x_{G1}}{h} m - \frac{\eta_{1i}}{h} l \right) g_0 = 0
\end{aligned} \tag{2.3.70}$$

$$\begin{aligned}
& \bar{f}_2^{(n)} \frac{kh}{k_n h} N_n - \bar{\varphi}_0 \frac{kh}{k_n h} N_{1n} - \sum_{s=1}^{\infty} \bar{\varphi}_s N_{sn} \\
& + i \left( \frac{\xi_{1i}^*}{\zeta_0} l + \frac{\eta_{1i}^*}{\zeta_0} m \right) g_{0n} - i \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \frac{l(\xi_{1i} - x_{G1}) + m\eta_{1i}}{h} g_{2n} \\
& - i \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} \left( m \frac{h}{b} g_{1n} - m g_{3n} + \frac{(\xi_{1i} - x_{G1})^2 m + 2(\xi_{1i} - x_{G1})\eta_{1i} l + 3\eta_{1i}^2 m}{4bh} g_{2n} \right) \\
& + i \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} \left( l \frac{h}{a} g_{1n} - l g_{3n} + \frac{3(\xi_{1i} - x_{G1})^2 l + 2(\xi_{1i} - x_{G1})\eta_{1i} m + \eta_{1i}^2 l}{4ah} g_{2n} \right) \\
& + i \frac{\omega_{13}^* h}{\zeta_0} \left( \frac{\xi_{1i} - x_{G1}}{h} m - \frac{\eta_{1i}}{h} l \right) g_{0n} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots
\end{aligned} \tag{2.3.71}$$

$$\begin{aligned}
& (f_0 + f_1) d_1 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)} d_n - \varphi_0 \bar{q} + i \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} \frac{\sigma^2 h}{g} \left( \frac{\bar{q}^2}{6} - \frac{(\xi_{1i} - x_{G1})^2 + \eta_{1i}^2}{4h^2} \right) \\
& + i \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0} \frac{\sigma^2 h}{g} \left( \frac{\bar{q}^2}{6} \frac{\eta_{1i}}{b} - \frac{(\xi_{1i} - x_{G1})^2 \eta_{1i} + \eta_{1i}^3}{8bh^2} \right) \\
& - i \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} \frac{\sigma^2 h}{g} \left( \frac{\bar{q}^2}{6} \frac{\xi_{1i} - x_{G1}}{a} - \frac{(\xi_{1i} - x_{G1})^3 + (\xi_{1i} - x_{G1})\eta_{1i}^2}{8ah^2} \right) = 0
\end{aligned} \tag{2.3.72}$$

$$(f_0 + f_1) d_{1s} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)} d_{ns} - \varphi_s \frac{\bar{q}}{2} + i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{(\bar{s}h)^2} \frac{\zeta_1^*}{\zeta_0} + i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{(\bar{s}h)^2} \frac{\eta_{1i}}{b} \frac{\omega_{11}^* b}{\zeta_0}$$

$$-i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{(\bar{s}h)^2} \frac{\xi_{1i} - x_{G1}}{a} \frac{\omega_{12}^* a}{\zeta_0} = 0, \quad s = 1, 2, 3, \dots \quad (2.3.73)$$

■ 부소파제 II ;

$$\begin{aligned} & (\bar{f}_0 + \bar{f}_1) N_0 - \bar{\psi}_0 N_1 - \sum_{v=1}^{\infty} \bar{\psi}_v N_v \\ & + i \left( \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} l + \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} m \right) g_0 - i \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \frac{l(\xi_{2i} - x_{G2}) + m\eta_{2i}}{h} g_2 \\ & - i \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \left( m \frac{h}{b} g_1 - m g_3 + \frac{(\xi_{1i} - x_{G2})^2 m + 2(\xi_{1i} - x_{G2})\eta_{2i}l + 3\eta_{2i}^2 m}{4bh} g_2 \right) \\ & + i \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} \left( l \frac{h}{a} g_1 - l g_3 + \frac{3(\xi_{2i} - x_{G2})^2 l + 2(\xi_{2i} - x_{G2})\eta_{2i}m + \eta_{2i}^2 l}{4ah} g_2 \right) \\ & + i \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \left( \frac{\xi_{2i} - x_{G2}}{h} m - \frac{\eta_{2i}}{h} l \right) g_0 = 0 \end{aligned} \quad (2.3.74)$$

$$\begin{aligned} & \bar{f}_2^{(n)} \frac{kh}{k_n h} N_n - \bar{\psi}_0 \frac{kh}{k_n h} N_{1n} - \sum_{v=1}^{\infty} \bar{\psi}_v N_{vn} \\ & + i \left( \frac{\xi_2^*}{\zeta_0} l + \frac{\eta_2^*}{\zeta_0} m \right) g_{0n} - i \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \frac{l(\xi_{2i} - x_{G2}) + m\eta_{2i}}{h} g_{2n} \\ & - i \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \left( m \frac{h}{b} g_{1n} - m g_{3n} + \frac{(\xi_{2i} - x_{G2})^2 m + 2(\xi_{2i} - x_{G2})\eta_{2i}l + 3\eta_{2i}^2 m}{4bh} g_{2n} \right) \\ & + i \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} \left( l \frac{h}{a} g_{1n} - l g_{3n} + \frac{3(\xi_{2i} - x_{G2})^2 l + 2(\xi_{2i} - x_{G2})\eta_{2i}m + \eta_{2i}^2 l}{4ah} g_{2n} \right) \\ & + i \frac{\omega_{23}^* h}{\zeta_0} \left( \frac{\xi_{2i} - x_{G2}}{h} m - \frac{\eta_{2i}}{h} l \right) g_{0n} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (2.3.75)$$

$$(f_0 + f_1) d_1 + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)} d_n - \psi_0 \bar{q} + i \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} \frac{\sigma^2 h}{g} \left( \frac{\bar{q}^2}{6} - \frac{(\xi_{2i} - x_{G2})^2 + \eta_{2i}^2}{4h^2} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + i \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \frac{\sigma^2 h}{g} \left( \frac{\bar{q}^2}{6} \frac{\eta_{2i}}{b} - \frac{(\xi_{2i} - x_{G2})^2 \eta_{2i} + \eta_{2i}^3}{8bh^2} \right) \\
& - i \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} \frac{\sigma^2 h}{g} \left( \frac{\bar{q}^2}{6} \frac{\xi_{2i} - x_{G2}}{a} - \frac{(\xi_{2i} - x_{G2})^3 + (\xi_{2i} - x_{G2}) \eta_{2i}^2}{8ah^2} \right) = 0
\end{aligned} \tag{2.3.76}$$

$$\begin{aligned}
& (f_0 + f_1) d_{1v} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)} d_{nv} - \psi_v \frac{\bar{q}}{2} + i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{(\bar{v}h)^2} \frac{\zeta_2^*}{\zeta_0} + i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{(\bar{v}h)^2} \frac{\eta_{2i}}{b} \frac{\omega_{21}^* b}{\zeta_0} \\
& - i \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{1}{(\bar{v}h)^2} \frac{\xi_{2i} - x_{G2}}{a} \frac{\omega_{22}^* a}{\zeta_0} = 0, \quad v = 1, 2, 3, \dots
\end{aligned} \tag{2.3.77}$$

여기서,

$$N_0 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$$

$$N_n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2k_n h}{\sin 2k_n h} \right)$$

$$N_1 = \frac{\sinh kh \bar{q}}{\sinh kh}$$

$$N_{1n} = \frac{\sin k_n h \bar{q}}{\sin k_n h}$$

$$N_s = \frac{(kh)^2 \sinh kh \bar{q}}{((kh)^2 + (\bar{s}h)^2) \sinh kh}$$

$$N_{sn} = \frac{kh k_n h \sin k_n h \bar{q}}{((k_n h)^2 - (\bar{s}h)^2) \sin k_n h}$$

$$g_0 = \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\sinh kh - \sinh kh \bar{q}}{kh \sinh kh}$$

$$g_{0n} = \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\sin k_n h - \sin k_n h \bar{q}}{k_n h \sin k_n h}$$

$$g_1 = \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{qkh \sinh kh \bar{q} + \cosh kh \bar{q} - \cosh kh + kz_{G1} (\sinh kh \bar{q} - \sinh kh)}{(kh)^2 \sinh kh}$$

$$g_{1n} = \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{qk_n h \sin k_n h \bar{q} - \cos k_n h \bar{q} + \cos k_n h + k_n z_{G1} (\sin k_n h \bar{q} - \sin k_n h)}{(k_n h)^2 \sin k_n h}$$

$$g_2 = \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\sinh kh \bar{q}}{kh \sinh kh}$$

$$g_{2n} = \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\sin k_n h \bar{q}}{k_n h \sin k_n h}$$

$$g_3 = \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{((kh \bar{q})^2 + 2) \sinh kh \bar{q} - 2kh \bar{q} \sinh kh \bar{q}}{ka (kh)^2 \sinh kh}$$

$$g_{3n} = \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{((k_n h \bar{q})^2 - 2) \sin k_n h \bar{q} + 2k_n h \bar{q} \cos k_n h \bar{q}}{k_n a (k_n h)^2 \sin k_n h}$$

$$d_1 = \frac{\sinh kh \bar{q}}{kh \cosh kh}$$

$$d_n = \frac{\sin k_n h \bar{q}}{k_n h \cos k_n h}$$

$$d_{1s} = \frac{kh \sinh kh \bar{q}}{\{(kh)^2 + (\bar{s}h)^2\} \cosh kh}$$

$$d_{ns} = \frac{k_n h \sin k_n h \bar{q}}{\{(k_n h)^2 - (\bar{s}h)^2\} \cos k_n h}$$



## (7) 제량의 결정

$f_0(j), \bar{f}_0(j)$ 는 다음의 식과 같이 표현된다.

$$\left\{ \begin{array}{l} f_0(j) = -i \exp \{ -i (k\xi_j \cos \theta + k\eta_j \sin \theta) \} \\ \bar{f}_0(j) = \frac{\partial f_0(j)}{k \partial n} = \frac{\Delta \xi_j \sin \theta - \Delta \eta_j \cos \theta}{\Delta s_j} \exp \{ -i (k\xi_j \cos \theta + k\eta_j \sin \theta) \} \\ \Delta \xi_j = \frac{\xi_{j+1} - \xi_{j-1}}{2} \\ \Delta \eta_j = \frac{\eta_{j+1} - \eta_{j-1}}{2} \\ \Delta s_j = \sqrt{\Delta \xi_j^2 + \Delta \eta_j^2} \end{array} \right. \quad (2.3.78)$$

이상으로부터 미지수의 수는 경계면  $D$ 를  $N$ 개,  $D_1$ 과  $D_2$ 를 각각  $L$ 개의 절점으로 나누면  $f_1$ 에서  $N$ 개,  $\bar{f}_1$ 에서  $N$ 개,  $f_2^{(n)}$ 에서  $N \times n$ 개,  $\bar{f}_2^{(n)}$ 에서  $N \times n$ 개,  $\varphi_0$ 에서  $L$ 개,  $\bar{\varphi}_0$ 에서  $L$ 개,  $\varphi_s$ 에서  $L \times s$ 개,  $\bar{\varphi}_s$ 에서  $L \times s$ 개,  $\psi_0$ 에서  $L$ 개,  $\bar{\psi}_0$ 에서  $L$ 개,  $\psi_v$ 에서  $L \times v$ 개,  $\bar{\psi}_v$ 에서  $L \times v$ 개,  $\xi_i^*, \eta_i^*, \zeta_i^*, \omega_{i1}^*, \omega_{i2}^*, \omega_{i3}^*$ 에서  $6 \times i (= 2)$ 개로 되어 총  $4N + 4L + 2 \{ Nn + L(s + v) \} + 12$ 로 되고, 방정식의 수는 식(2.3.29)에서  $N(1 + n)$ 개, 식(2.3.30)에서  $L(1 + s)$ 개, 식(2.3.31)에서  $L(1 + v)$ 개, 식(2.3.54)~(2.3.65)에서 12개, 식(2.3.70), (2.3.74)에서  $N$ 개, 식(2.3.71), (2.3.75)에서  $N \times n$ 개, 식(2.3.72)에서  $L$ 개, 식(2.3.73)에서  $L \times s$ 개, 식(2.3.76)에서  $L$ 개, 식(2.3.77)에서  $L \times v$ 개, 식(2.3.78)에서  $2N$ 개로 총  $4N + 4L + 2 \{ Nn + L(s + v) \} + 12$ 로 되므로, 이로부터 구성되는 대수연립 방정식을 해석함으로써 전 미지수를 산정할 수 있다. 여기서,  $f_0, \bar{f}_0$ 는 식(2.3.78)과 같이 기지로 주어진다.

수치계산에서 식(2.3.22)~(2.3.27) 등의 산정은 다음과 같이 수행된다.

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{ij} = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) k \Delta s_j \\ A_{ii} = \frac{1}{\pi} \left( \gamma - 1 + \log \frac{k \Delta s_i}{4} - i \frac{\pi}{2} \right) k \Delta s_i \\ \bar{A}_{ij} = \frac{i}{2} H_1^{(1)}(kR_{ij}) \left( \frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} k \Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} k \Delta \xi_j \right) \\ \bar{A}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3.79)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij}) k \Delta s_j \\ B_{ii} = \frac{1}{\pi} \left( \gamma - 1 + \log \frac{k_n \Delta s_i}{4} \right) k \Delta s_i \\ \bar{B}_{ij} = \frac{1}{\pi} K_1(k_n R_{ij}) \left( \frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} k_n \Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} k_n \Delta \xi_j \right) \\ \bar{B}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3.80)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{ij} = \frac{1}{\pi} \log(kR_{ij}^{(1)}) k \Delta s_j^{(1)} \\ C_{ii} = \frac{1}{\pi} \left( \log \frac{k \Delta s_i^{(1)}}{2} - 1 \right) k \Delta s_i^{(1)} \\ \bar{C}_{ij} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{kR_{ij}^{(1)}} \left( \frac{\xi_j^{(1)} - \xi_i^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} k \Delta \eta_j^{(1)} - \frac{\eta_j^{(1)} - \eta_i^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} k \Delta \xi_j^{(1)} \right) \\ \bar{C}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3.81)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0 (\bar{s} R_{ij}^{(1)}) k \Delta s_j^{(1)} \\ D_{ii} = \frac{1}{\pi} \left( \gamma - 1 + \log \frac{\bar{s} \Delta s_i^{(1)}}{4} \right) k \Delta s_i^{(1)} \\ \bar{D}_{ij} = \frac{1}{\pi} K_1 (\bar{s} R_{ij}^{(1)}) \left( \frac{\xi_j^{(1)} - \xi_i^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} \bar{s} \Delta \eta_j^{(1)} - \frac{\eta_j^{(1)} - \eta_i^{(1)}}{R_{ij}^{(1)}} \bar{s} \Delta \xi_j^{(1)} \right) \\ \bar{D}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3.82)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{ij} = \frac{1}{\pi} \log (k R_{ij}^{(2)}) k \Delta s_j^{(2)} \\ E_{ii} = \frac{1}{\pi} \left( \log \frac{k \Delta s_i^{(2)}}{2} - 1 \right) k \Delta s_i^{(2)} \\ \bar{E}_{ij} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{k R_{ij}^{(2)}} \left( \frac{\xi_j^{(2)} - \xi_i^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} k \Delta \eta_j^{(2)} - \frac{\eta_j^{(2)} - \eta_i^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} k \Delta \xi_j^{(2)} \right) \\ \bar{E}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3.83)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0 (\bar{v} R_{ij}^{(2)}) k \Delta s_j^{(2)} \\ F_{ii} = \frac{1}{\pi} \left( \gamma - 1 + \log \frac{\bar{v} \Delta s_i^{(2)}}{4} \right) k \Delta s_i^{(2)} \\ \bar{F}_{ij} = \frac{1}{\pi} K_1 (\bar{v} R_{ij}^{(2)}) \left( \frac{\xi_j^{(2)} - \xi_i^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} \bar{v} \Delta \eta_j^{(2)} - \frac{\eta_j^{(2)} - \eta_i^{(2)}}{R_{ij}^{(2)}} \bar{v} \Delta \xi_j^{(2)} \right) \\ \bar{F}_{ii} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3.84)$$

$$\begin{cases} \Delta\xi_j^{(1)} = \frac{\xi_{j+1}^{(1)} - \xi_{j-1}^{(1)}}{2} \\ \Delta\eta_j^{(1)} = \frac{\eta_{j+1}^{(1)} - \eta_{j-1}^{(1)}}{2} \\ \Delta s_j^{(1)} = \sqrt{(\Delta\xi_j^{(1)})^2 + (\Delta\eta_j^{(1)})^2} \end{cases} \quad (2.3.85)$$

$$\begin{cases} \Delta\xi_j^{(2)} = \frac{\xi_{j+1}^{(2)} - \xi_{j-1}^{(2)}}{2} \\ \Delta\eta_j^{(2)} = \frac{\eta_{j+1}^{(2)} - \eta_{j-1}^{(2)}}{2} \\ \Delta s_j^{(2)} = \sqrt{(\Delta\xi_j^{(2)})^2 + (\Delta\eta_j^{(2)})^2} \end{cases} \quad (2.3.86)$$

여기서,  $\gamma$ 는 Euler상수를 나타낸다. 또한, 외역의 임의점  $(x, y)$ 에 있어서 파의 진폭과 입사파의 진폭의 비  $K_d$ 는 다음의 식으로 표현된다.

$$K_d = \left| f_0(x, y) + f_1(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \right| \quad (2.3.87)$$

## 2.3.2 해석결과

### (1) 해석결과의 검증

본 연구의 타당성을 검증하기 위하여 1基의 자유부체와 긴장계류된 부소파제에 대한 井島 등(1975)의 수치해석 결과와 비교하였다. Fig. 2.3.3(a)~(c)와 Fig. 2.3.4(a)~(c)는 무차원횡수가 각각  $q = 0.25, 0.5$ 인 경우에 있어서의 직각입사파랑에 대한 무차원주기의 변화에 따른 부소파제의 무차원운동량(heaving, swaying, rolling)에 대한 수치해석 결과를 나타낸다.

먼저, 자유부체에 대한 수치해석 결과를 살펴보면, swaying과 rolling의 공진점이 대응하는 것을 확인할 수 있으며, 무차원횡수  $q = 0.5$ 의 경우가 공진점이 장주기측으로

이동된 것을 확인할 수 있다. 이는 흘수가 깊을수록 유체저항이 증가하기 때문으로 판단된다. 계류부체에 대한 수치해석 결과에서도 swaying과 rolling의 공진점이 대응하며, 자유부체에 비해 공진점이 장주기측으로 이동한 것을 알 수 있다.

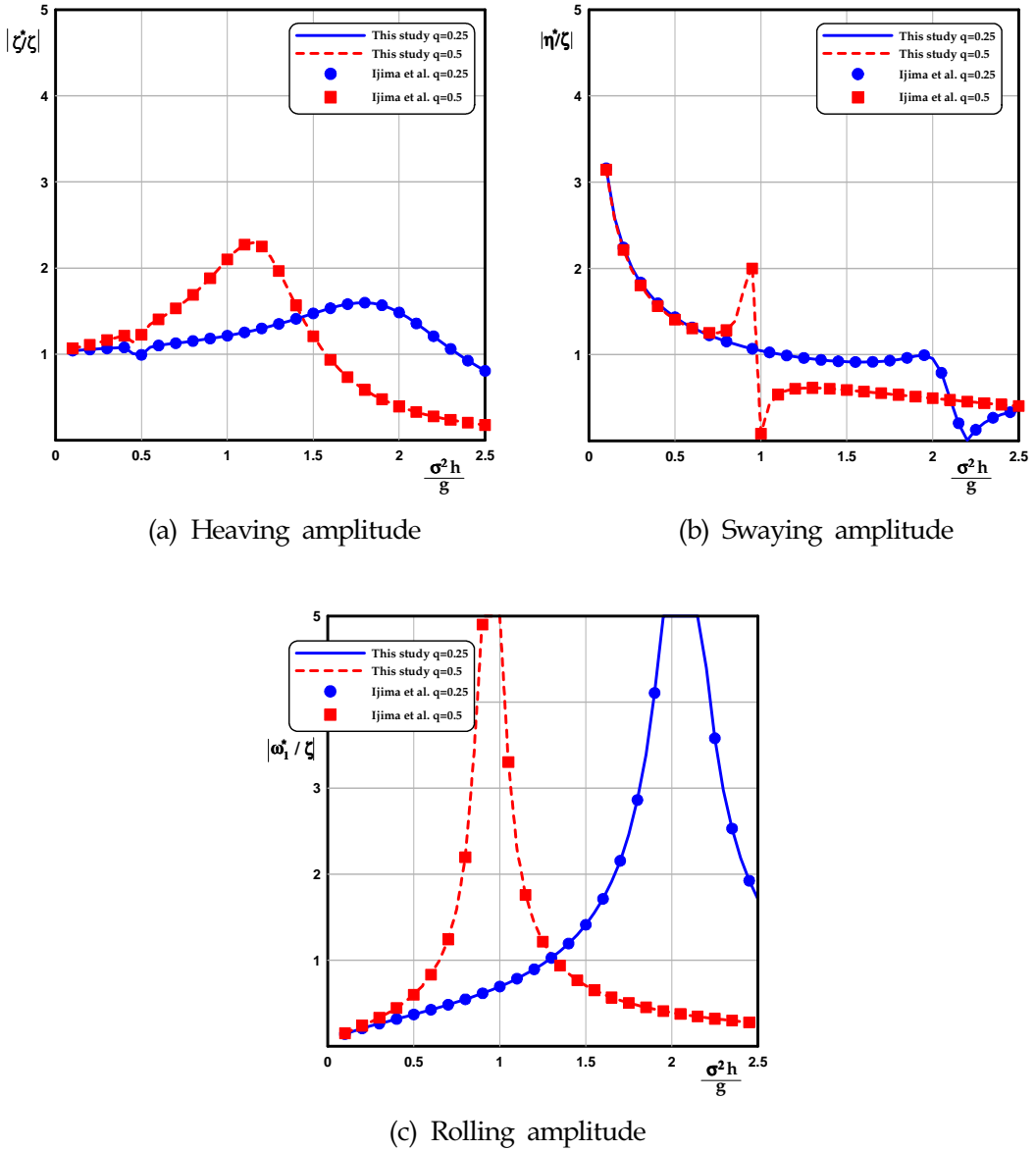
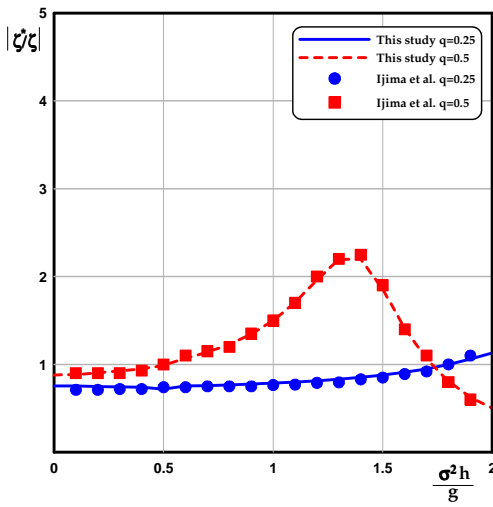
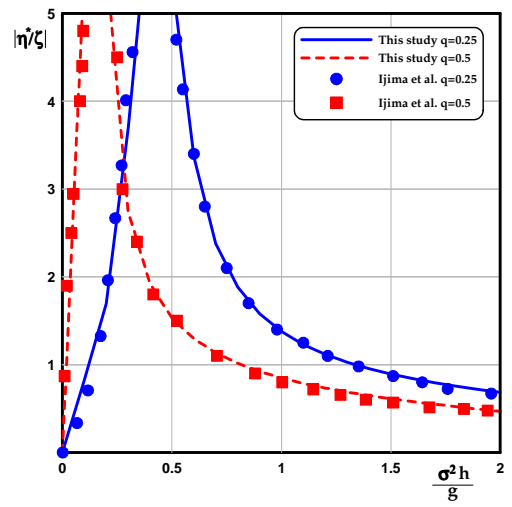


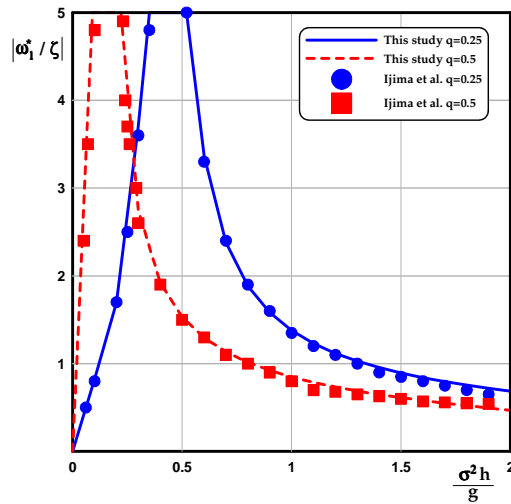
Fig. 2.3.3. Motions of free floating breakwater.



(a) Heaving amplitude



(b) Swaying amplitude



(c) Rolling amplitude

Fig. 2.3.4. Motions of floating breakwater under tensile mooring system.

그림에서 나타난 바와 같이 전체적으로 결과들이 잘 일치하는 것으로 판단되므로 본 연구의 타당성을 검증할 수 있다.

## (2) 수치해석의 결과

### 1) 파랑변형

#### (a) 흘수의 변화에 따른 파랑변형

Figures 2.3.5(a)~(c)는 무차원흘수가 각각  $q = 0.25, 0.35, 0.45$  인 경우에 있어서 회절계수(무차원파고분포)의 공간분포를 나타낸 결과이다. 모든 그림에서 부소파제에 의한 입사파의 반사로 인한 부분중복파의 형성을 볼 수 있으며, 이는 부소파제의 바로 전면에서 가장 명확히 나타나고 부소파제에서 멀어질수록 파랑에너지의 수평분산에 의해 확산된다.

여기서, 흘수가 깊을수록 개구부에서 파랑이 더욱 집중되는 현상을 볼 수 있으며, 이로부터 개구부를 통해 배후해역으로 보다 큰 파랑에너지가 전파된다. 이와 같은 현상은 흘수가 깊을수록 부소파제 저면을 통한 에너지 전달이 작아지고, 상대적으로 개구부를 통한 에너지 전달이 많아지기 때문으로 판단된다. 그리고, 부소파제 배후역에서 정온도를 살펴보면, 정온도의 차이는 크게 발생하지 않지만, Fig. 2.3.5(a)의 경우가 본 계산의 범위내에서는 가장 탁월한 것으로 나타났다. 이로부터 일반적으로 흘수가 깊은 경우에 부소파제의 저면을 통한 파랑에너지가 많이 차단되므로 정온도가 향상될 것으로 여겨 지지만, 반대로 개구부를 통한 에너지전달이 상대적으로 커져 오히려 정온도가 나빠지는 경우가 있다는 것을 알 수 있다.

부소파제의 설계에 있어서 흘수는 부소파제의 상부에서 주어지는 하중의 조건 및 부소파제의 재료의 특성에 의해 일반적으로 고정되는 값으로, 부소파제의 계획에서 ballast로 흘수를 변화시킬 수 있는 범위는 매우 적다. 따라서, 입사파랑조건에 따라 최적의 단면형상을 얻기 위해서는 후술하는 부소파제의 폭과 흘수를 동시에 고려하여 판단할 필요가 있을 것이다.

#### (b) 입사파향각의 변화에 따른 파랑변형

Figures 2.3.6(a), 2.3.6(b)는 입사파향각을 각각  $\theta = 60^\circ, 45^\circ$ 로 변화시킨 경우에 있어서 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 여기서,  $\theta = 90^\circ$ 인 Fig. 2.3.5(b)의 경우를 포함하여 검토하면, 직각으로 입사하는 경우에는 입사파향에 대해서 동일한 각도로 반사파가 형성되므로 무차원파고분포가  $y$ 축에 대해서 좌우대칭으로 형성되지만,

$\theta = 60^\circ, 45^\circ$ 의 경우에는 입사파랑이 우측상방에서 경사지게 입사하고 부소파제에서 반사파는 동일한 각도로 좌측상방으로 반사되므로 부소파제의 전면에서 나타나는 부분중복파가 좌측에 형성될 것이며, 이러한 현상은 입사파향각이 작을수록 보다 좌측으로 이동할 것이다. 따라서, Fig. 2.3.6(a)의 경우보다 Fig. 2.3.6(b)의 경우가 부분중복파의 형성이 좌측으로 쏠려있다는 것을 알 수 있다. 배후역의 파고분포를 살펴보면, 입사파향각이 작을수록 우측으로 유입되는 입사파랑에너지가 많기 때문에 상대적인 정온역이 보다 좌측으로 치우쳐있으며, 그의 범위는 좁아진다는 것을 알 수 있다.

이로부터 부소파제의 배치는 일반적으로 입사파향에 대해서 직각으로 배치하는 것이 파랑제어에 효과적이라는 것을 알 수 있다. 그러나, 해역에 따라서 정온해역 위치의 차이 및 해안시설물의 보호 및 선박의 접안능력 등을 고려하여 최적의 배치안을 도출할 필요가 있을 것이며, 이와 같은 부소파제의 배치계획은 부소파제의 설계에 있어서 가장 중요한 문제 중의 하나이다.

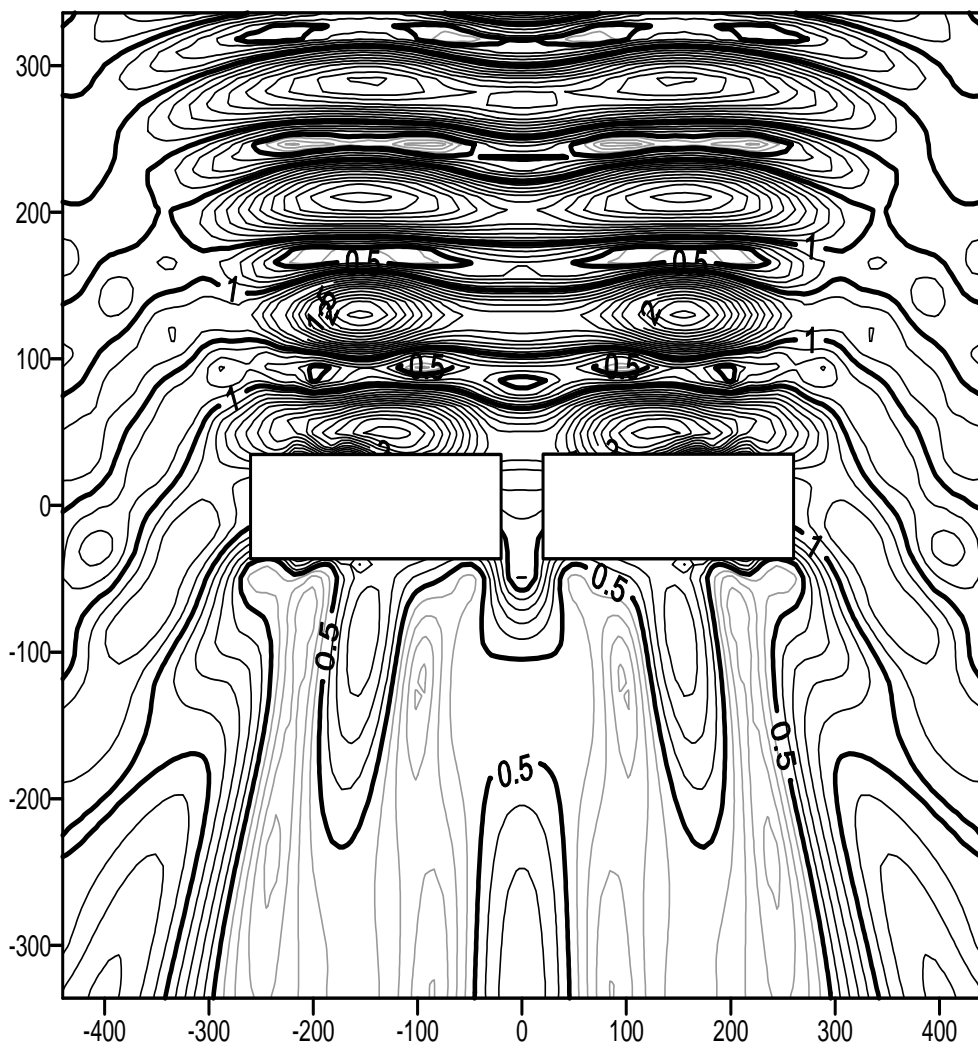
### (c) 입사주기의 변화에 따른 파랑변형

Figures 2.3.7(a), 2.3.7(b)는 입사주기가 각각  $T = 1.2, 1.4sec$ 인 경우에 대한 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 여기서,  $T = 1.0sec$ 인 Fig. 2.3.5(b)를 포함하여 검토하면  $T = 1.2sec$ 인 Fig. 2.3.7(a)가 정온도가 가장 좋은 것으로 나타난다. 일반적으로 부소파제는 주기가 긴 파랑에 대해서는 파랑제어효과가 떨어지는 것으로 나타나지만, 여기서  $T = 1.2sec$ 의 경우가 가장 좋은 결과를 나타내는 것은 中村와 井出 (1997)의 2차원 수리실험결과에서 확인된 바와 같이 파장에 대한 부체폭의 비  $L/B \approx 3.2$ 에서 투과율이 극소를 나타내기 때문으로 판단된다. 또, 주기가 가장 짧은  $T = 1.0sec$ 인 Fig. 2.3.5(b)의 경우와 주기가 가장 긴  $T = 1.4sec$ 인 Fig. 2.3.7(b)를 비교하면  $T = 1.0sec$ 의 경우가 개구부 배후해역에서는 약간 높은 파고치를 나타내지만, 부소파제의 배후에서는 Fig. 2.3.7(b)보다 좋은 결과를 나타낸다. 여기서, Fig. 2.3.7(b)의 경우가 개구부 배후해역에서  $T = 1.0sec$ 인 Fig. 2.3.5(b)보다 나은 정온도를 나타내는 이유는 단주기파랑일수록 부체전면에서 반사파에 의한 부분중복파가 많이 형성되므로, 개구부를 통한 부분중복파의 유입이 많아지기 때문인 것으로 판단된다.

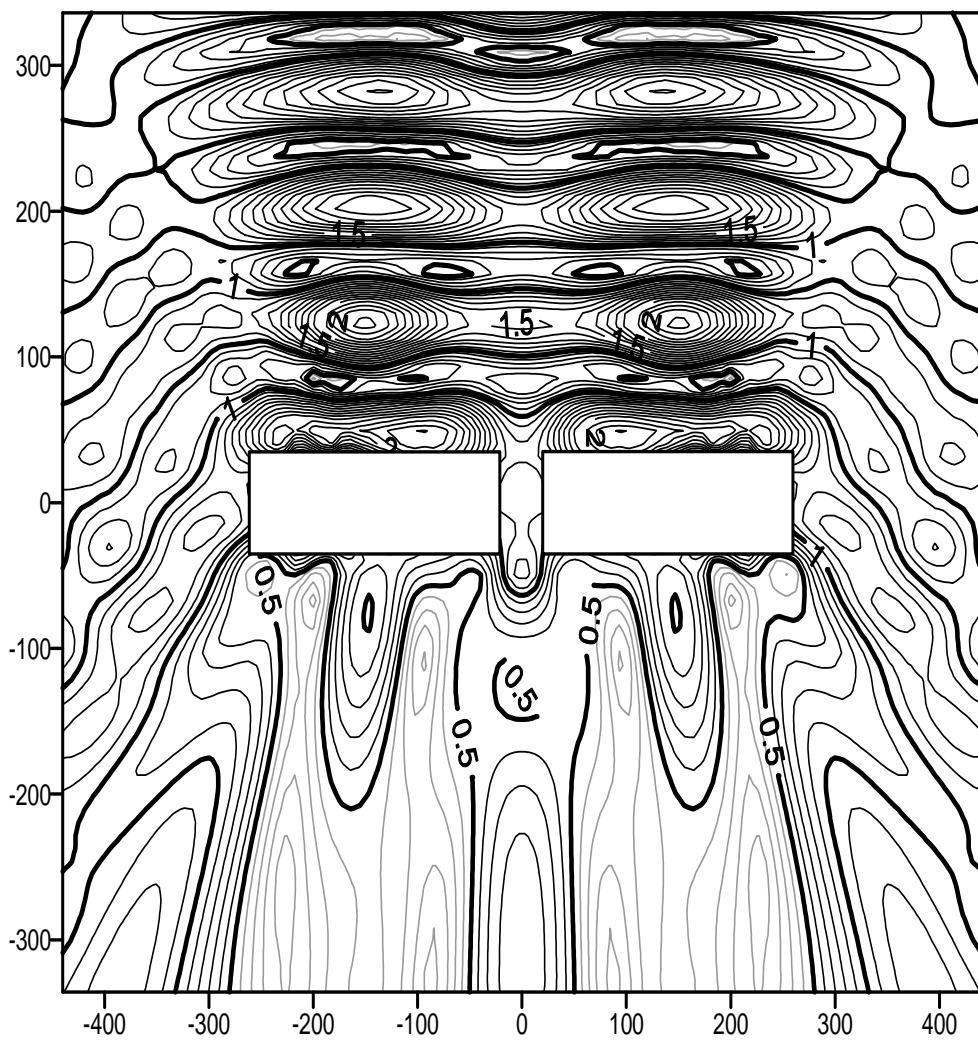


#### (d) 폭의 변화에 따른 파랑변형

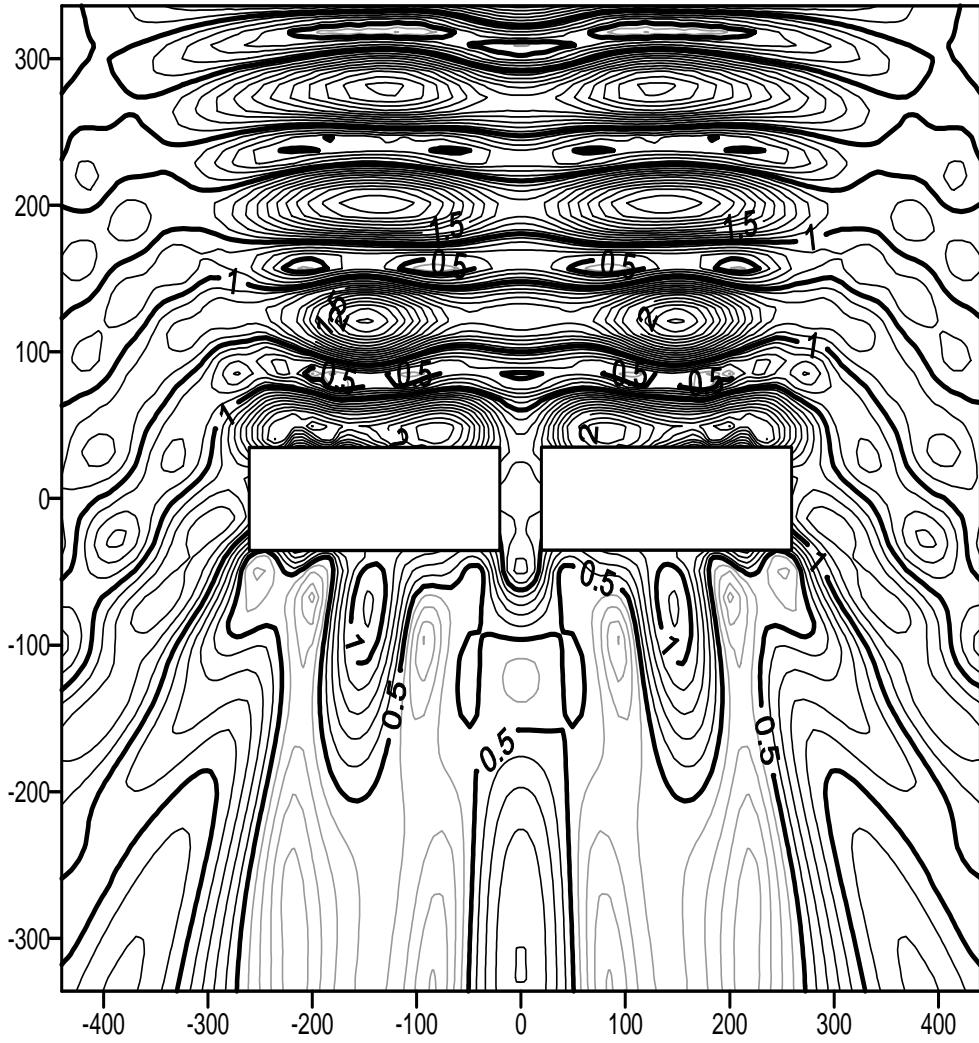
Figures 2.3.8(a), 2.3.8(b)의 경우는 주기  $T = 1.2\text{sec}$ 일때 부소파제의 폭을 각각  $b = 0.2a, 0.4a$ 로 변화시킨 경우의 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 여기서,  $b = 0.3a$ 인 Fig. 2.3.7(a)를 포함하여 검토하면, 부체폭이  $0.3a$ 인 Fig. 2.3.7(a)의 경우가 가장 정온도가 좋은 것으로 나타난다. 이는 전술하였던 파장에 대한 부체폭의 비  $L/B \approx 3.2$ 일 때 투과율이 최소가 되기 때문이다. 그리고, 폭이  $0.2a$ 인 Fig. 2.3.8(a)의 경우와  $b = 0.4a$ 인 Fig. 2.3.8(b)의 경우를 비교하면 부소파제의 폭이 좁은 경우가 개구부 배후에서 정온도는 좋은 값을 나타내지만, 부소파제 배후에서는 폭이 넓은 경우가 나은 값을 나타내는 것을 알 수 있다. 그 이유는 부소파제의 폭의 변화에 의한 부분중복파의 영향으로 판단된다. 이와 같이 부소파제의 폭의 변화는 일반적으로 입사파랑의 파장과 밀접한 관계가 있으며, 폭이 넓을수록 파랑제어기능이 탁월하다고는 말할 수 없다. 따라서, 2차원해석으로부터 현지의 파랑조건에 가장 적합한 부소파제의 폭을 산정한 후에 3차원적인 파랑변형을 검토하는 것이 타당할 것이다. 그리고, 부소파제의 설계에서 가장 유의하여야 할 것 중에 하나인 입사파장과 부소파제의 폭과의 관계로부터 발생할 수 있는 공진문제를 검토하여야 하며, 가능하면 공진현상이 발생하지 않도록 설계가 되어야 한다.



(a)  $qh = 15cm$



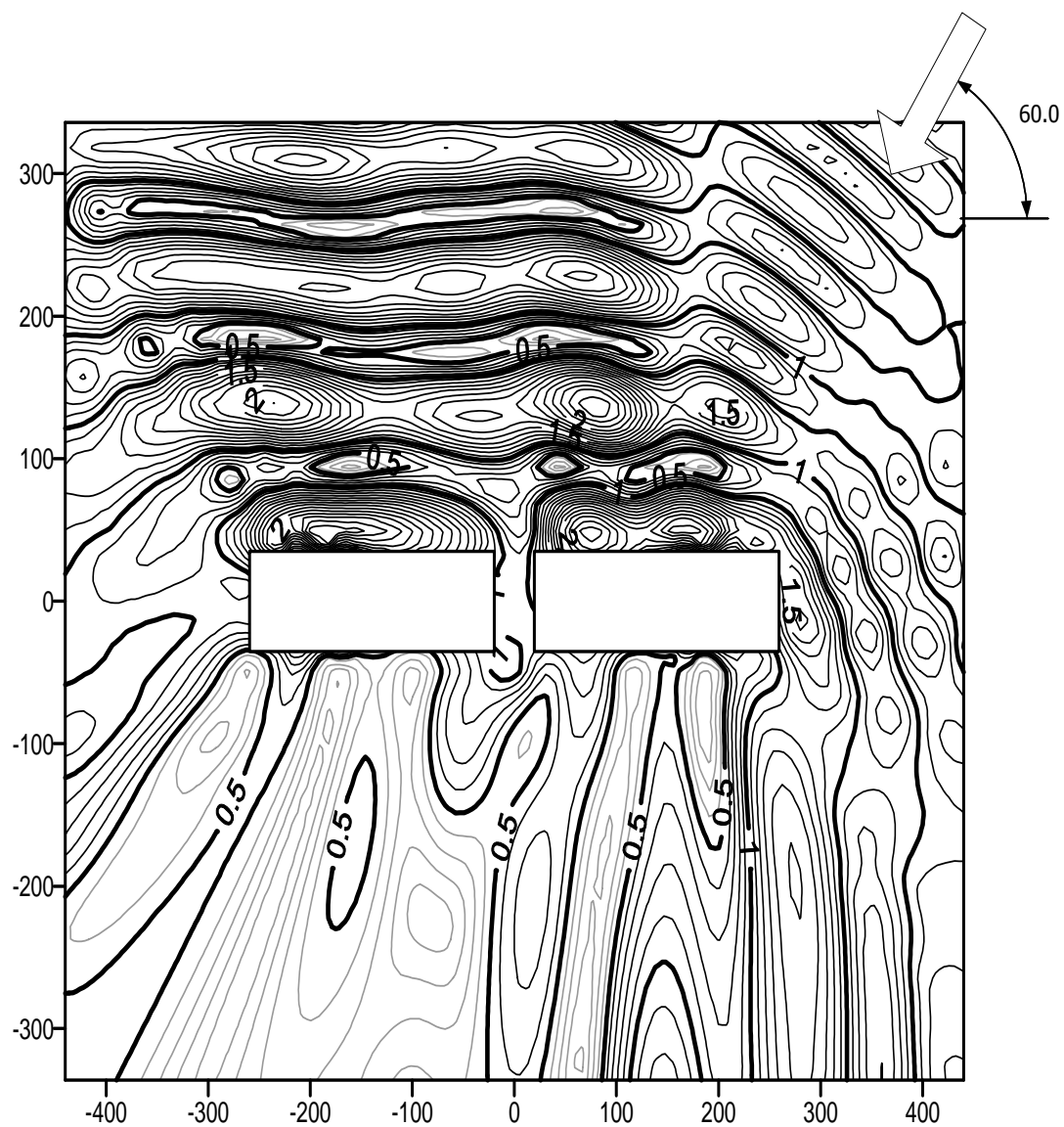
(b)  $qh = 21cm$



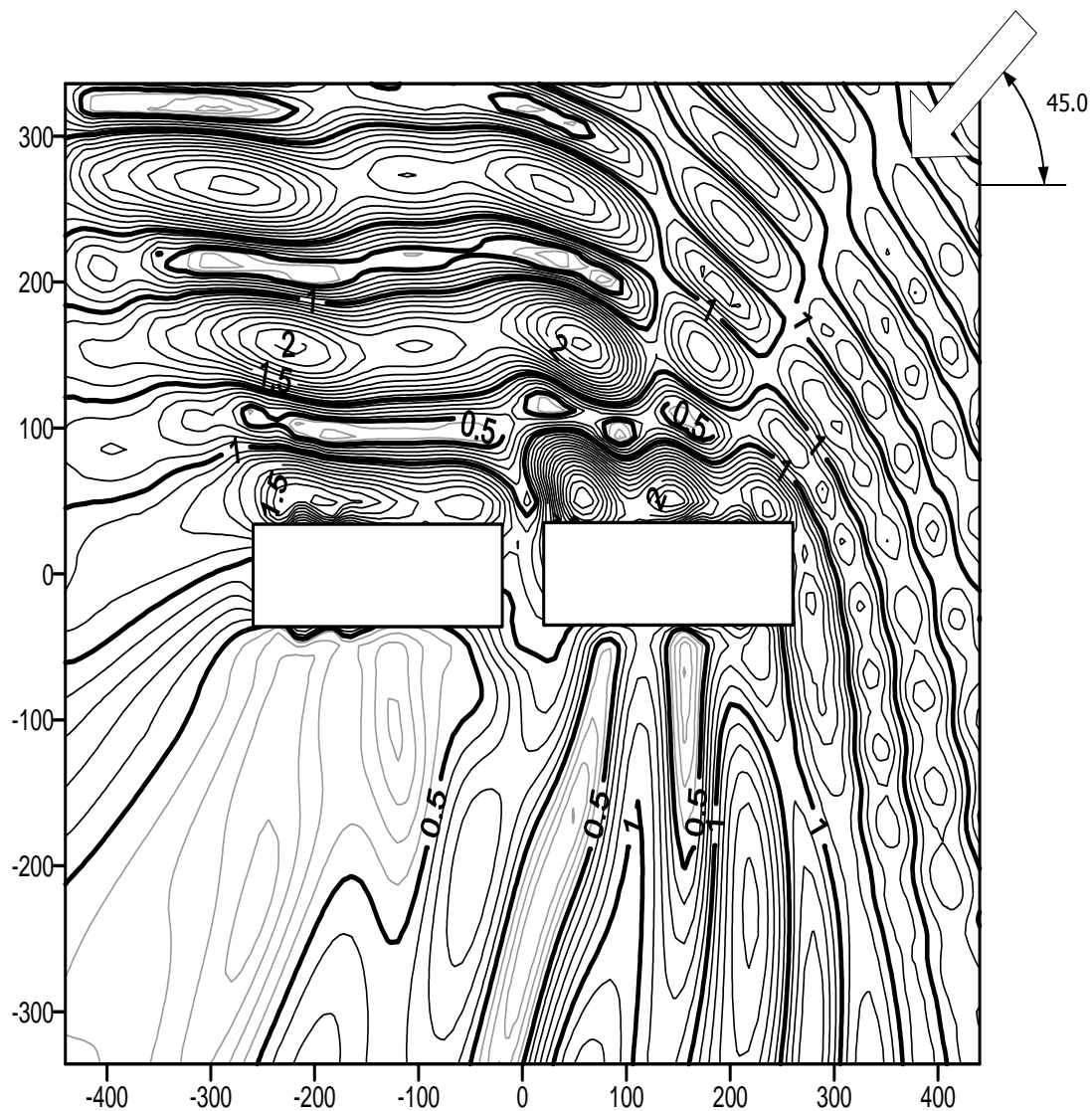
(c)  $qh = 27cm$

Fig. 2.3.5. Distributions of nondimensional wave height according to the variations of draft.

( $h = 60cm, a = 2.0h, b = 0.3a, c = 20cm, \theta = 90^\circ, T = 1.0sec$ )

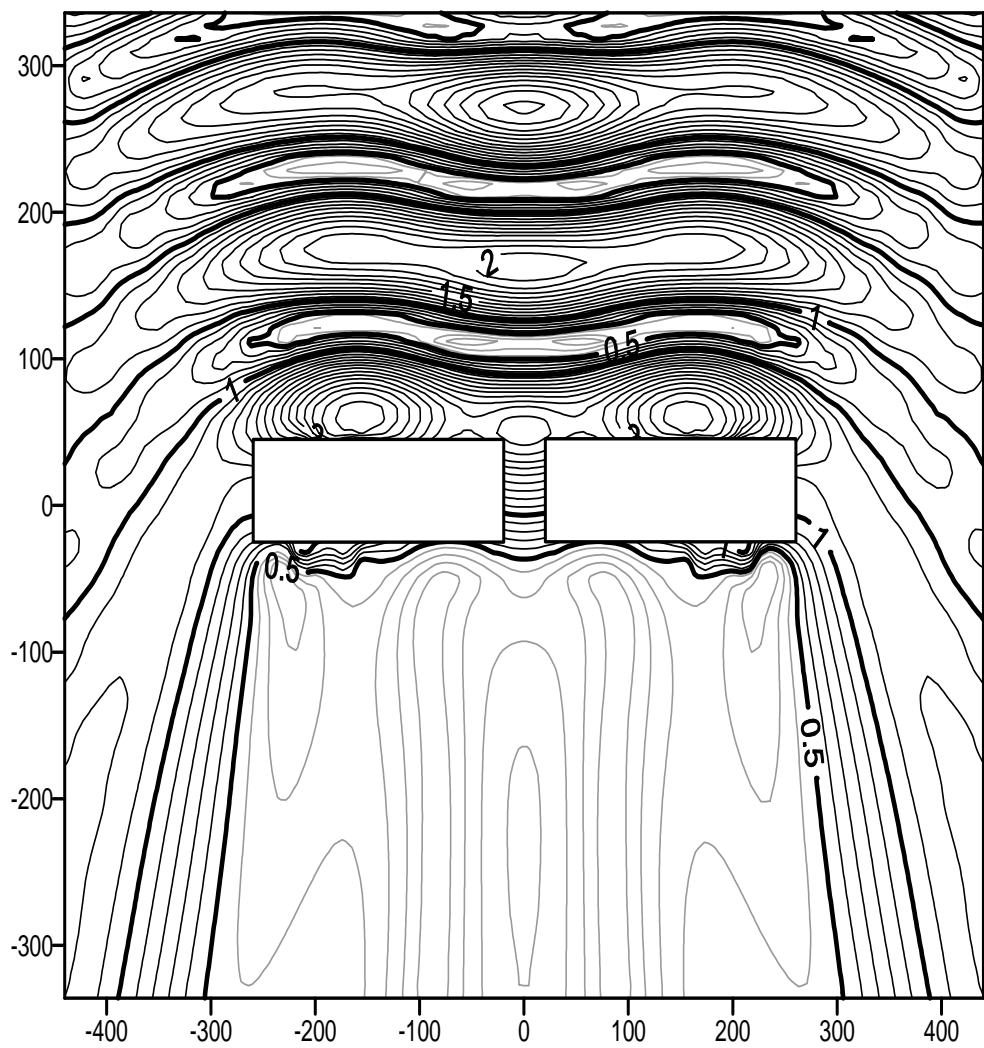


(a)  $\theta = 60^\circ$

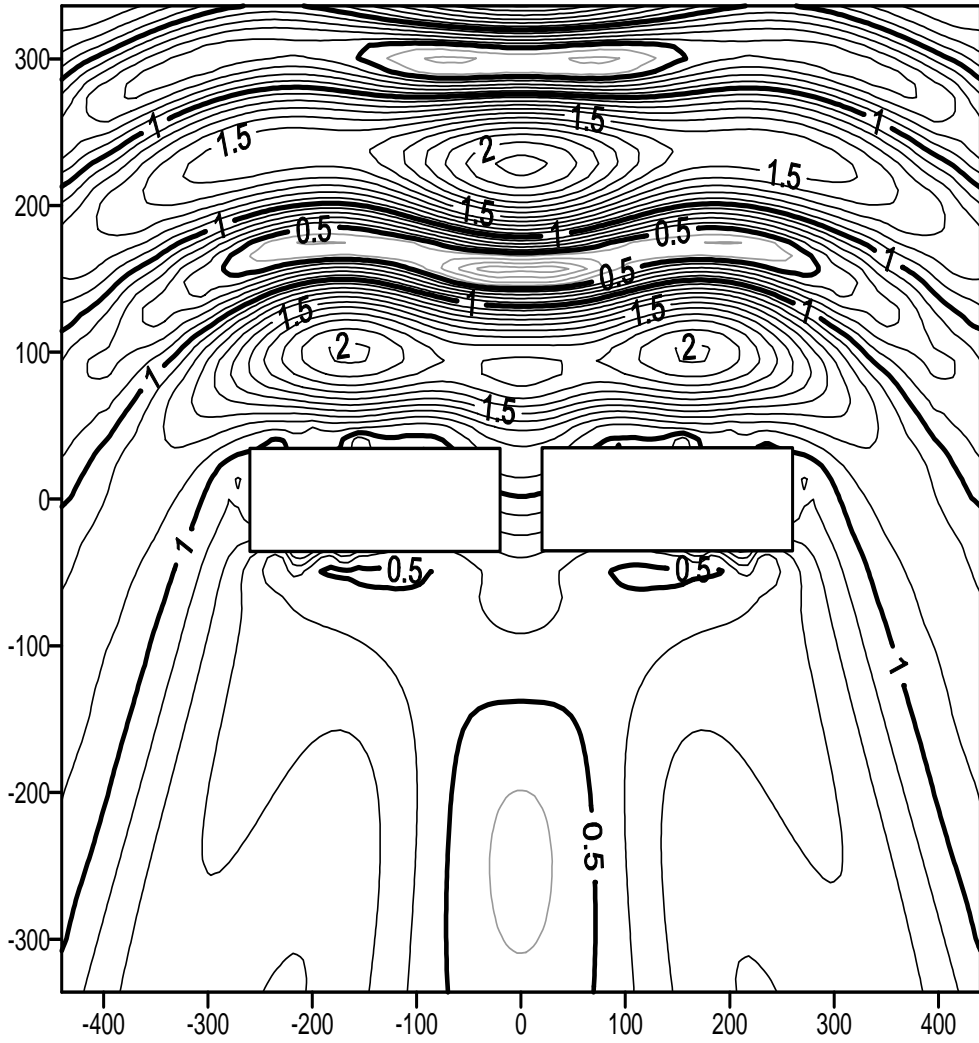


(b)  $\theta = 45^\circ$

Fig. 2.3.6. Distributions of nondimensional wave height according to the variations of wave direction.  
 $(h = 60\text{cm}, a = 2.0h, b = 0.3a, c = 20\text{cm}, qh = 21\text{cm}, T = 1.0\text{sec})$



(a)  $T = 1.2 \text{ sec}$

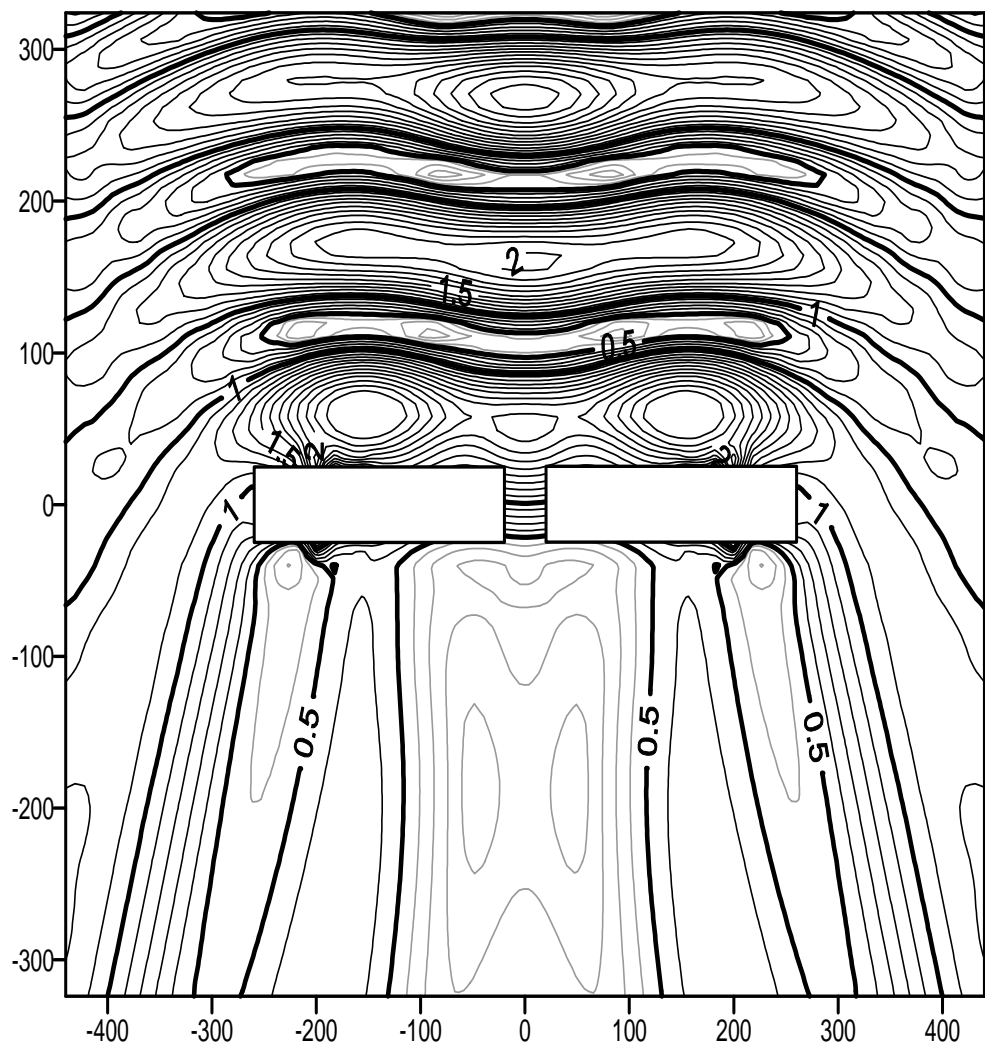


(b)  $T = 1.4 \text{ sec}$

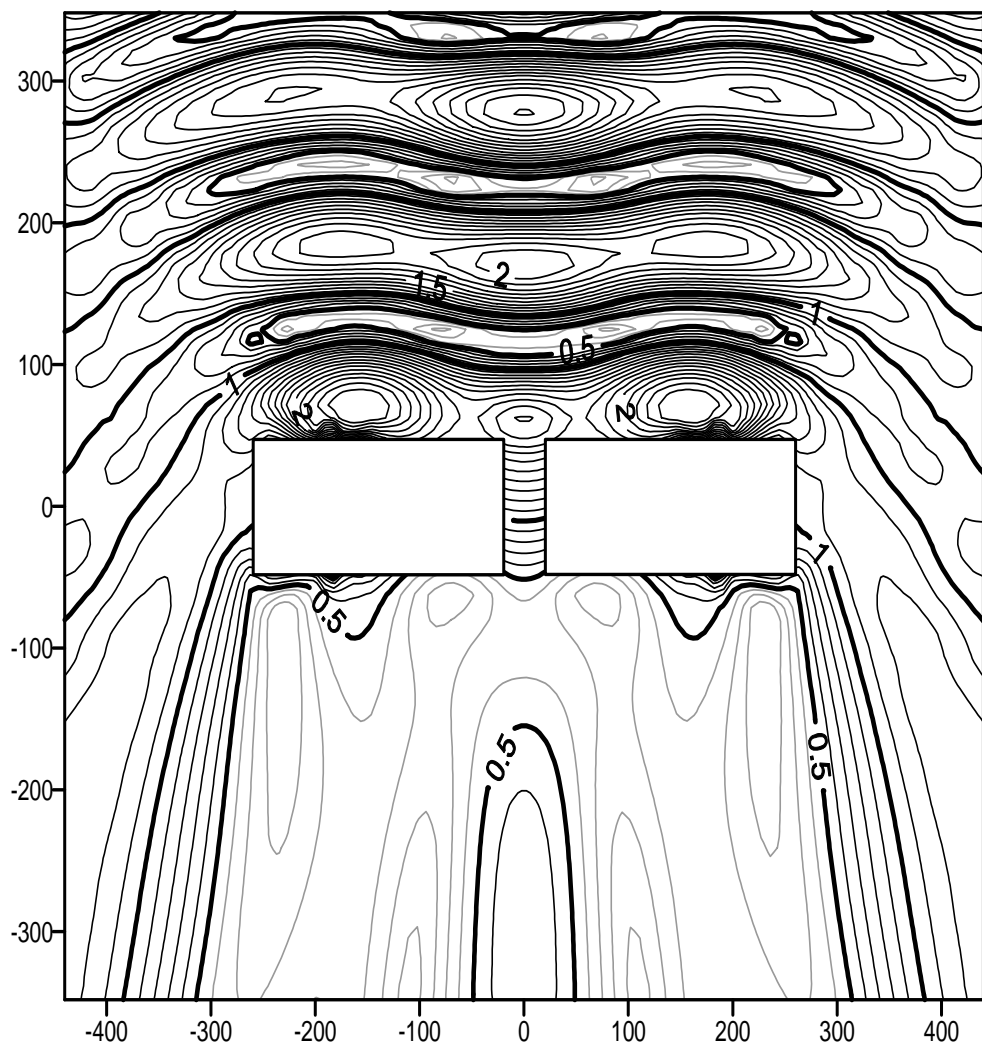
Fig. 2.3.7. Distributions of nondimensional wave height according to the variations of wave period.

( $h = 60 \text{ cm}$ ,  $a = 2.0h$ ,  $b = 0.3a$ ,  $c = 20 \text{ cm}$ ,  $qh = 21 \text{ cm}$ ,  $\theta = 90^\circ$ )





(a)  $b = 0.2a$



(b)  $b = 0.4a$

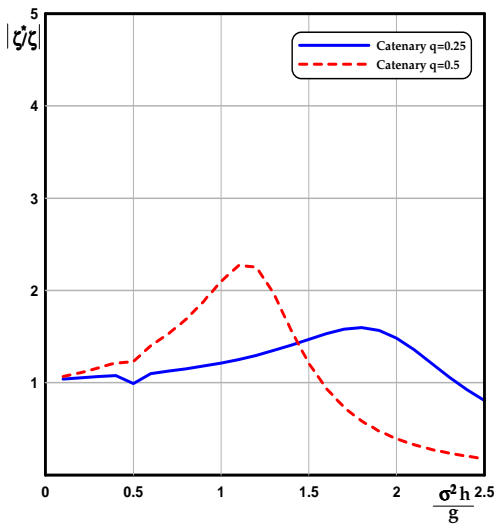
Fig. 2.3.8. Distributions of nondimensional wave height according to the variations of the width of floating breakwater.  
 $(h = 60cm, a = 2.0h, c = 20cm, qh = 21cm, \theta = 90^\circ, T = 1.2sec)$

## 2) 동적거동

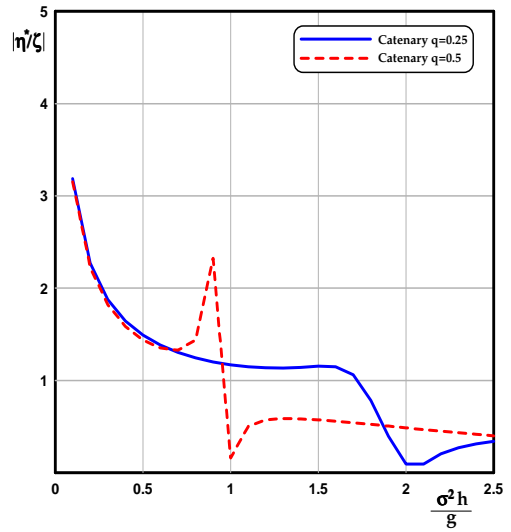
다음의 Fig. 2.3.9(a)~(c)는 Catenary계류된 1基의 부소파제에 있어서, 무차원홀수가 각각  $q = 0.25, 0.5$  인 경우에 있어서 직각입사파랑에 대해 무차원주기의 변화에 따른 부소파제의 무차원운동량(heaving, swaying, rolling)의 수치해석 결과이다. 부소파제의 폭, 길이 및 중량과 관성모멘트 등은 井島 등(1975)의 자유부체와 긴장계류된 부소파제의 경우와 동일하다. 결과를 살펴보면, 무차원홀수가 큰  $q = 0.5$ 의 경우가  $q = 0.25$ 의 경우에 비해 무차원운동량의 피크값이 장주기측으로 이동하는 것을 확인 할 수 있다. 이는 홀수가 증가할수록 유체저항이 커지기 때문에 공진점이 장주기측으로 이동하는 것으로 판단된다. Fig. 2.3.3에 나타난 井島 등(1975)의 자유부체에 대한 수치해석결과와 비교하면 swaying과 rolling운동에서 부소파제의 공진점이 약간 장주기 쪽으로 이동한 경향이 있으나 전체적으로 유사한 거동을 나타내는 것을 확인할 수 있다.

Figures 2.3.10(a)~(e)는 입사파향각을 각각  $\theta = 90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ 로 변화시킨 경우에 있어서 무차원주기의 변화에 따른 무차원운동량(heaving, swaying, rolling, surging, pitching, yawing)에 대한 수치해석결과를 나타낸 것이다. 결과를 살펴보면, Fig. 2.3.10(a)~(c)의 heaving, swaying, rolling운동에 대한 무차원운동량은 파가 직각으로 입사하는 경우에 가장 크며, 입사파향각이 작아질수록 운동량도 감소하는 것을 확인할 수 있고, Fig. 2.3.10(a)에서 입사파향각이  $\theta = 60^\circ$ 와  $\theta = 45^\circ$ 의 경우는 부소파제 I과 부소파제 II에 도달하는 파랑의 위상차와 개구부에서의 간섭으로 단주기측에서는 미소한 운동량의 차이를 나타내지만, 부소파제의 파랑제어효과가 없는 장주기측으로 이동하면서 같은 운동을 나타내는 것을 확인할 수 있다. Fig. 2.3.10(d)~(e)의 전체적인 결과를 살펴보면, 파가 직각으로 입사하는 경우에는 수평방향으로의 파랑의 작용이 없기 때문에 운동량이 아주 미소한 것을 확인할 수 있고, 입사파향각이  $\theta = 60^\circ$ 의 경우가  $\theta = 45^\circ$ 의 경우에 비해 단주기측에서는 약간 높은 운동량을 나타내지만, 장주기측으로 이동할수록 운동량이 작아지는 것을 확인할 수 있다. 여기서, Fig. 2.3.10(e)의 경우는 부소파제 I에 비해서 부소파제 II의 공진점이 단주기측으로 이동되어 있는 것을 확인할 수 있으며, 입사파향각이 작을수록 더욱 단주기측으로 이동된 것을 볼 수 있다.

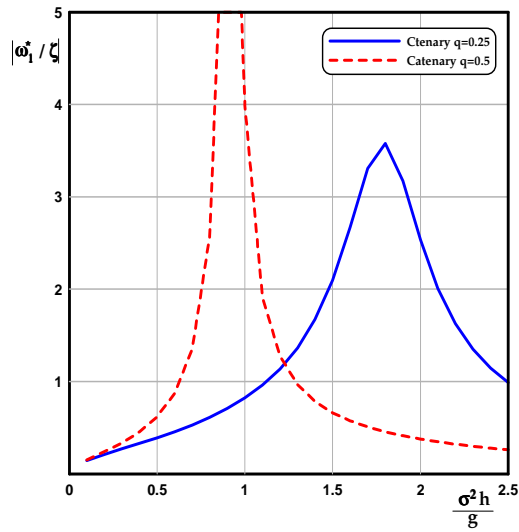
이상의 수치해석 결과들을 검토한 결과, 실해역에 건설되는 2基의 부소파제가 간섭에 의해 상이한 동적거동을 나타내는 것을 확인할 수 있었으며, 이는 부소파제에 대해서 파가 경사지게 입사하는 경우에 단주기측에서 간섭효과가 더욱 많이 발생하는 것을 알 수 있으며, 부소파제의 파랑제어효과를 기대하기 힘든 장주기영역에서는 거의 동일한 거동을 나타내는 것을 확인할 수 있다.



(a) Heaving amplitude

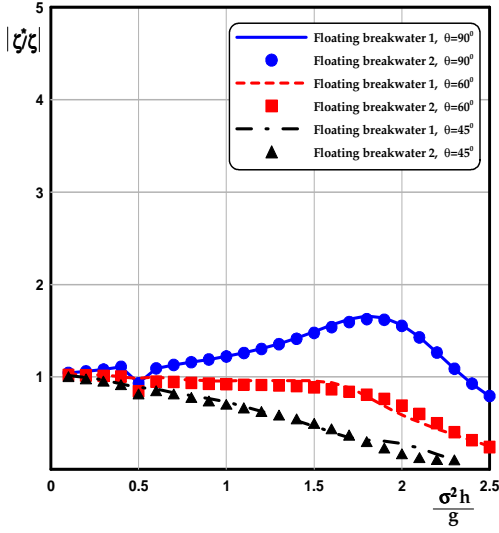


(b) Swaying amplitude

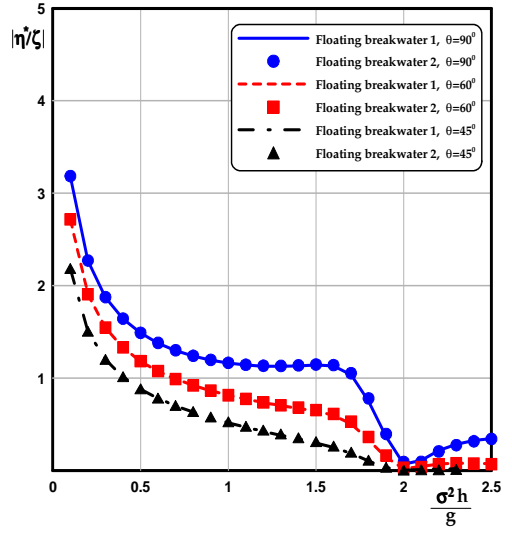


(c) Rolling amplitude

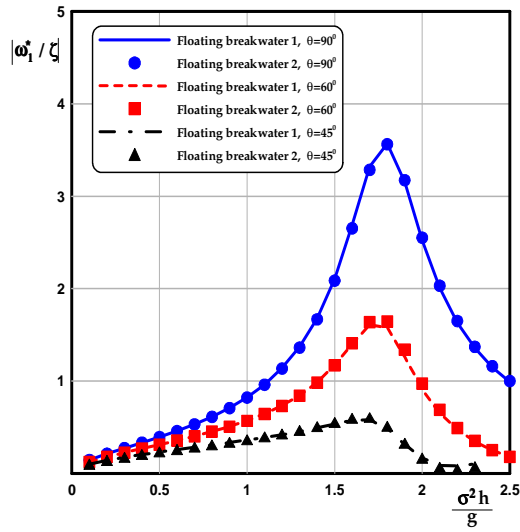
Fig. 2.3.9. Motions of floating breakwater under catenary mooring system.



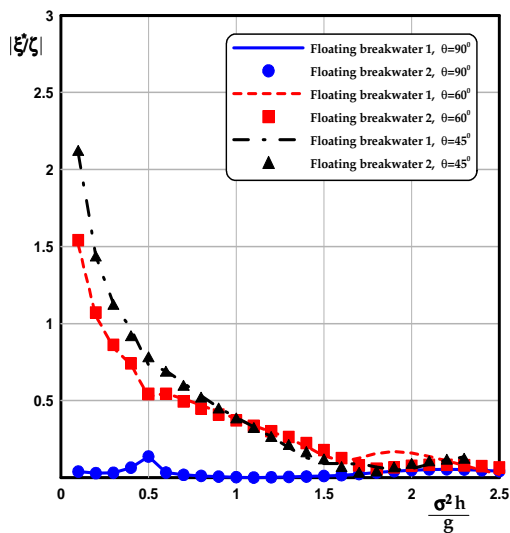
(a) Heaving amplitude



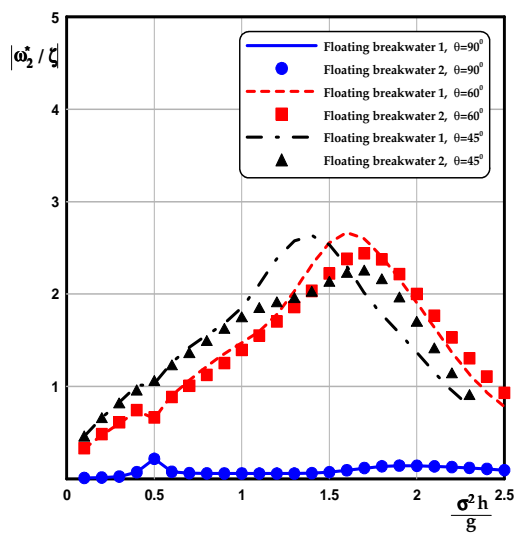
(b) Swaying amplitude



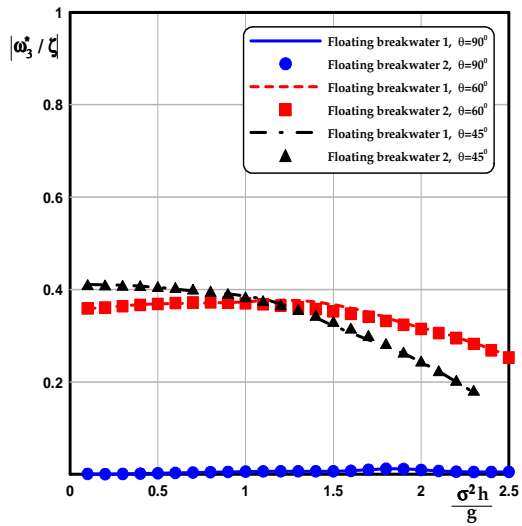
(c) Rolling amplitude



(d) Surging amplitude



(e) Pitching amplitude



(f) Yawing amplitude

Fig. 2.3.10. Motions of two floating breakwaters under catenary mooring system.

# 3. 결 론

---

본 연구에서는 원전어항에서 채용하고 있는 부소파제에 비해 소요재료량의 변화가 크지 않은 범위에서 커튼판의 위치와 형식의 변화 및 수평판의 부착유무에 따른 여러 형식의 부소파제를 제안하여, 특이점분포법에 기초한 수치해석법으로 그의 파랑제어기능을 상세히 검토하여 파랑제어기능이 탁월한 것으로 판단되는 신형식부소파제를 개발함과 동시에, 평면2차원 파동장의 수치해석법인 특이점분포법을 적용하여 실험해역에서 제안된 신형식부소파제와 원전어항 부소파제의 항내정온도를 비교·검토하였다. 그리고, 3차원 파동장에 설치된 2基의 Catenary계류된 부소파제에 대해 고유함수전개법과 경계요소법을 병용한 수치해석법을 적용하여 3차원적인 파랑제어기능을 입사파랑조건과 부소파제의 치수 등을 변화시켜 검토하였으며, 각각의 수치해석으로부터 다음의 결론을 얻을 수 있었다.

1) 제안된 부소파제는 원전어항의 설계파랑조건  $4.0 < L/B < 5.0$ 의 영역에서 원전어항의 부소파제와 동등한 정도의 파랑제어능력을 가질 뿐만 아니라, 장주기측에서는 보다 우수한 파랑제어능력을 갖는다는 것을 알 수 있었다.

2) 원전어항부소파제와 제안된 부소파제를 실험해역에 적용한 경우, 부소파제의 투과율과 반사율에 따른 부소파제 전·후면에서의 반사파와 투과파의 재현성이 좋은 것을 확인할 수 있으며, 장주기파에 대해 제안된 부소파제의 파랑제어능력이 월등하다는 것을 확인할 수 있다.

3) 부소파제의 흘수가 깊을수록 반드시 파랑제어능력이 향상되는 것이 아니고, 개구부를 통한 파랑에너지의 전달이 상대적으로 커져 배후역의 정온도가 악화되는 경우도 있으므로, 흘수와 개구폭을 동시에 고려하여 판단할 필요가 있다.

4) 주기가 길어질수록 반사파가 작아지고, 그로부터 부소파제 전면에서 형성되는 부분중복파의 형성이 작아져 부소파제의 배후해역의 파고치가 상승하고, 반대로 보다 단주기파랑일수록 부분중복파의 영향으로 개구부 배후역에서의 파고치가 상승하는 결과를 볼 수 있다.

5) 부소파제의 폭의 변화는 일반적으로 입사파랑의 파장과 깊은 관련을 가지며, 폭이 넓을수록 파랑제어능력이 탁월하다고 말할 수 없다. 그리고 무엇보다 현지 파랑조건에 적합한 부소파제의 폭을 결정하는 것이 중요하다.

6) 2基의 부소파제에 대해 파가 경사지게 입사하는 경우에 단주기측에서 횡방향의 수평변위와 회전변위가 부소파제 사이의 간섭에 의해 상이하게 발생하는 것을 확인할 수 있다. 그리고, 장주기측으로 이동할수록 간섭의 효과는 작아진다는 것을 알 수 있다.



## 참고문헌

---

- [1] 김도삼, 이광호, 최낙훈, 윤희면 (2004) : 신형식부방파제의 파랑제어에 관한 연구, 한국해안·해양공학회지, 16(1), pp. 1-9.
- [2] 김도삼, 이재석, 이봉재 (2001) : 수면부근에 설치된 이열고정부방파제에 의한 파랑제어의 해석, 한국해양공학회지, 15(4), pp. 1-7.
- [3] 김도삼, 윤덕영, 허동수, 함계운 (1997) : 약비선형모델에 의한 투과성잠제와 Stokes 2차파와의 비선형간섭에 관한 연구, 대한토목학회논문집, 17(II-5), pp. 477-492.
- [4] 김도삼, 윤희면 (2002) : 말뚝계류된 부방파제의 공간파랑제어 및 동적거동에 관한 연구, 한국해안·해양공학회지, 14(3), pp. 183-191.
- [5] 김도삼, 최낙훈, 윤희면, 손병규 (2004) : Catenary계류된 부방파제의 3차원 파랑변형에 관한 수치해석, 한국해양공학회 학술대회논문집, pp. 241-248.
- [6] 객문수, 이기상, 편종근 (2003) : 투과사석방파제 주변의 파랑장 해석, 한국해안·해양공학회지, 15(2), pp. 116-126.
- [7] 마산지방해양수산청 (2002) : 원전항건설공사 부방파제실험보고서.
- [8] 포스코건설 (2003) : 부소파제의 파랑제어 해석법과 기술개발사례 및 설치현장조사.
- [9] Isaacson, M. Q. (1978) : Vertical cylinder of arbitrary section in waves, Jour. of Waterway, Coastal and ocean Eng. Div., ASCE, Vol. 104, No.WW4, pp. 309-322.
- [10] John, F. (1950) : On the motions of floating bodies II, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 3, pp. 45-101.

- [11] Lynett, P.J.-F., Liu, P.L.-F., Losada, I.J., and Vidal, C. (2000) : Solitary wave interaction with porous breakwater. *J. Wtrwy., Port, Coast. and Oc. Engrg.*, ASCE, 126(6), pp. 314-322.
- [12] McIver, P. (1999) : Water wave diffraction by thin porous breakwaters, *J. Wtrwy., Port, Coast. and Oc. Engrg.*, ASCE, 125(2), pp. 66-70.
- [13] Sollitt, C.K. and Cross, R.H. (1972) : Wave transmission through permeable breakwater, *Proc. 13th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, Vol. III, pp. 1827-1846.
- [14] Yu, X. (1995) : Diffraction of water waves by porous breakwaters, *J. Wtrwy., Port, Coast. and Oc. Engrg.*, ASCE, 121(6), pp. 275-282.
- [15] Yu, X. and Togashi, H. (1996) : Combined diffraction and transmission of water waves around a porous breakwater gap, *Proc.*, 25th Int. Conf. Coast. Engrg., ASCE, New York, pp. 2063-2076.
- [16] 井島武士, 周宗仁, 湯村やす, 田淵幹修 (1973) : 任意形状の透過および不透過防波堤による波の散乱と波力, *海岸工学講演會論文集*, 20, pp. 79-87.
- [17] 高木又男, 新井信一, 梅野佳子 (1974) : 係留浮体の規則波中の運動に関する理論計算, *日本造船學會論文集*, 135, pp. 95-107.
- [18] 井島武士, 吉田明德, 湯村やす (1975) : 有限水深域の波にする楕円および矩形浮体の運動と波の変形, *土木学会論文報告集*, 244, pp. 91-105.
- [19] 酒井哲郎, 佐藤孝夫, 岩垣雄一 (1978) : 任意反射率・任意透過率の防波堤による平面的な波浪變形の数値計算, *海岸工学講演會論文集*, 20, pp. 98-102.
- [20] 上田, 白石 (1981) : カテナリ一理論による最適繫留鎖の選定法および計算圖表, *港灣技術研究所技術資料*, 379, pp. 55-65.

- [21] 日本海事協會 (1983) : 係留システム設計指針, pp. 201-217.
- [22] 日本土木學會 海岸工學委員會 (1993) : 波・構造物・地盤の調査・設計手法 調査・研究報告書, pp : 58.
- [23] 鈴木康正, 森川高德, 迂安治, 氷末英之, 平右哲也 (1994) : 環境保全型防波堤周邊の波浪變形計算, 海岸工學論文集, 41, pp. 991-995
- [24] 中村孝幸, 大森禎敏, 井手善彦 (1996) : 浮防波堤の動搖特性に及ぼす波漂流力と減衰力の効果について, 海洋開發論文集土木學會, 12, pp.189-194.
- [25] 中村孝幸, 井出善彦 (1997) : 減衰坡中における浮体の動搖理論とその適用性に関する研究, 海岸工學論文集, 44, pp. 856-860.
- [26] 中村孝幸, 神野充輝, 西川嘉明, 小野塚 孝 (1999) : 渦流れの増大現象を利用した垂下板式の反射波低減工について, 海岸工學論文集, 46, pp. 796-800.
- [27] 中村孝幸, 水谷法美, 許東秀, 金度三 (2002a) : 浮防波堤の平面配置法と波浪制御効果に関する研究, 日本海洋開發論文集, 18, pp. 299-304.
- [28] 中村孝幸, 水谷法美, 許東秀, 金度三 (2002b) : 港灣域における浮防波堤の平面配置問題に對する近似解法について, 日本海岸工學論文集, 49, pp. 681-685.
- [39] 中村孝幸, 高山伸雄, 中山哲嚴, 河野 徹 (2002) : ピストンモード波浪共振を利用する低反射・低透過構造物の海水交換形防波堤の開発, 日本海岸工學論文集, 49, pp. 661-665.

# Appendix

## A1. 2차원 Catenary계류에 의한 반력의 산정법

### A1.1 해석모델 및 좌표계

해석모델 및 좌표계를 Fig. A1에 나타낸다. 즉 일정수심  $h$ 의 유체장에 단면2차원부체가 부체의 임의점으로부터 해저의 앵커점까지 펼쳐있는 완전 가요성을 갖는 라인에 의해 계류되어 있는 경우를 고려한다. 여기서 좌표계는 해저의 앵커점을 원점으로 하는  $(\bar{x}, \bar{z})$ 좌표계이다.

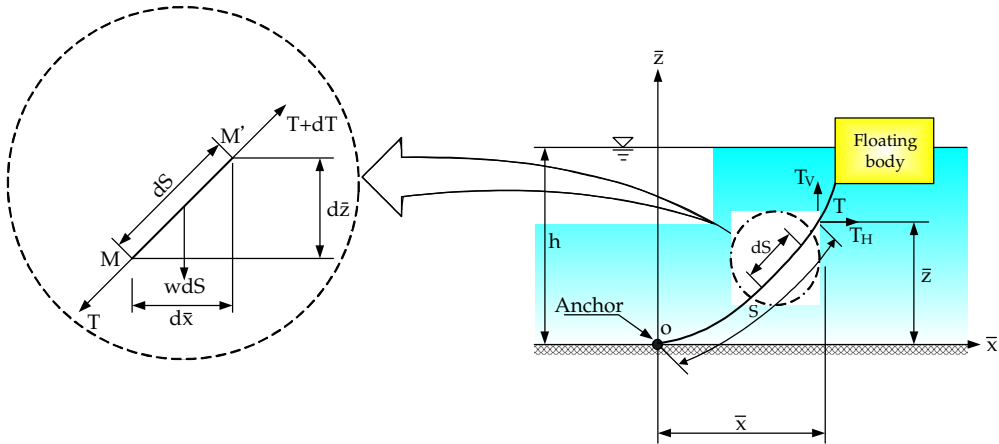


Fig. A1. Coordinates and analysis model for mooring line.

### A1.2 Catenary이론에 의한 산정법

Catenary이론(日本海事協會, 1983)에 의하면 계류라인에 힘이 작용하여 정적평형상태시의 힘의 평형방정식은 다음 식으로 주어진다.

$$T_H = \frac{d^2 \bar{x}}{d\bar{z}^2} + w \left[ 1 + \left( \frac{d\bar{x}}{d\bar{z}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 0 \quad (\text{A1.1})$$

여기서,  $T_H$ 는 계류라인의 초기 수평장력,  $w$ 는 계류라인의 수중단위중량이다.

식(A1.1)로부터 Catenary라인의 형상을 나타내는 연직거리  $\bar{z}$ 와 계류점으로부터의 길이  $S$ 가 다음과 같이 구해진다.

$$\bar{z} = a \left[ \cosh\left(\frac{\bar{x}}{a}\right) - 1 \right] \quad (\text{A1.2})$$

$$S = a \sinh\left(\frac{\bar{x}}{a}\right) \quad (\text{A1.3})$$

여기서,  $a$ 는 다음식과 같이 나타난다.

$$a = \frac{T_H}{w} \quad (\text{A1.4})$$

또한, 계류라인의 연직장력  $T_V$ 는 라인의 연직하향의 길이를 고려하여 구해진다. 계류라인에 의한 계류점에서의 수평반력은 라인길이와 그 수평 및 연직투영길이 등을 입력값으로 하여 식(A1.2)의 초월방정식을 Newton법 등에 의해 근사적으로 해석함으로써 추정될 수 있다.

### A1.3 선형스프링상수의 산정법

부체측의 계류점이 크게 이동하여 Catenary라인의 형상이 직선에 가까운 형태로 되면 강한 비선형성의 반력특성을 나타내지만, 부체계류점의 이동이 비교적 적은 경우에는 계류라인을 등가선형스프링으로 근사하여 취급할 수 있다. 그리고, 계류라인은 부체의 이동방향에 따라 Fig. A2와 같은 2개의 상태로 된다. Fig. A2(a)와 같이 부체측의 계류점이 A점에서 B점으로 이동한 경우는 라인과 해저가 접하는 부분이 없어지고, Fig. A2(b)와 같이 이동하면 라인과 해저가 접하는 부분이 형성된다. 여기서는 계류라인 1줄의 선형스프링상수를 라인과 해저가 접하는 부분의 유무로 나누어 산정하며, 각각에 대한 선형스프링상수의 값은 다음의 식으로 주어진다(日本海事協會, 1983).

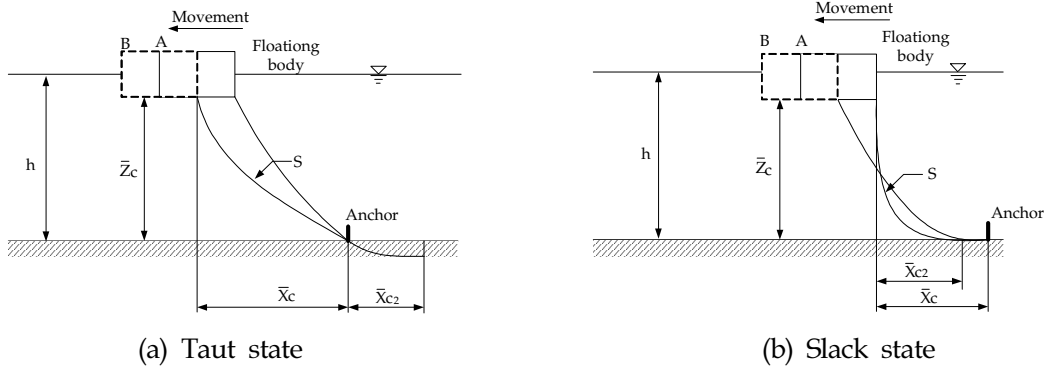


Fig. A2. Two conditions of mooring line caused by the movement of floating body.

(a) 라인과 해저가 접하는 부분이 없는 경우

$$\begin{cases} K_{HH} = w \sinh D / Q_t \\ K_{HV} = w \{ (\cosh D - 1) \cosh U + \sinh D \sinh U \} / Q_t \\ K_{VV} = w \{ D \cosh U \cosh (U + D) - \sinh D \} / Q_t \end{cases} \quad (A1.5)$$

여기서,  $K_{HH}$ 는 수평방향의 이동에 의한 수평방향으로의 스프링복원력계수,  $K_{VV}$ 는 연직방향의 이동에 의한 연직방향으로의 스프링복원력계수,  $K_{HV}$ ,  $K_{VH}$ 는 연직(수평) 방향의 이동에 의한 수평(연직)방향으로의 스프링복원력계수이다.

또한,  $Q_t = D \sinh D - 2(\cosh D - 1)$ 이고,  $D$ 와  $U$ 는 다음의 식으로 정의된다.

$$\begin{cases} D = w \frac{\bar{x}_C}{T_H} \\ U = w \frac{\bar{x}_{C2}}{T_H} \end{cases} \quad (A1.6)$$

여기서,  $\bar{x}_C$ 와  $\bar{x}_{C2}$ 는 Fig. A2(a)에 정의되어 있다.

(b) 계류라인이 해저와 접하는 부분이 있는 경우

$$\begin{cases} K_{HH} = w \sinh D / Q_s \\ K_{HV} = w (\cosh D - 1) / Q_s \\ K_{VV} = w (D \cosh D - \sinh D) / Q_s \end{cases} \quad (\text{A1.7})$$

여기서,  $Q_s = D \sinh D - 2(\cosh D - 1)$ ,  $D$ 는 다음의 식으로 정의된다.

$$D = w \frac{\bar{x}_{\mathcal{C}}}{T_H} \quad (\text{A1.8})$$

또한,  $\bar{x}_{\mathcal{C}}$ 는 Fig. A2(b)에 정의되어 있다.

따라서, 부소파제가 정적평형상태에 있는 경우 계류라인의 저항력  $K_{ij}(i, j = x, z, \theta)$ 는 다음의 식으로 산정될 수 있다.

$$\begin{cases} K_{xx} = K_{HH} \\ K_{xz} = K_{HV} \\ K_{x\theta} = K_{HH}(\bar{z}_E - z_G) - K_{HV}(\bar{x}_E - x_G) \end{cases} \quad (\text{A1.9})$$

$$\begin{cases} K_{zx} = K_{xz} \\ K_{zz} = K_{VV} \\ K_{z\theta} = K_{HV}(\bar{z}_E - z_G) - K_{VV}(\bar{x}_E - x_G) \end{cases} \quad (\text{A1.10})$$

$$\begin{cases} K_{\theta x} = K_{x\theta} \\ K_{\theta z} = K_{z\theta} \\ K_{\theta\theta} = K_{HH}(z_E - z_G)^2 - K_{HV}(z_E - z_G)(x_E - x_G) + K_{VV}(x_E - x_G)^2 \end{cases} \quad (\text{A1.11})$$

여기서,  $(x_G, z_G)$ 는 부체중심의 좌표,  $(x_E, z_E)$ 는 부체계류점의 좌표이다.

## A2. 3차원 Catenary계류에 의한 반력의 산정법

### A2.1 계류라인의 반력산정

Fig. A3과 같이 부체중심에 고정된  $G-x'_0, y'_0, z'_0$ 좌표계로부터 계류라인 No. n에 있어서 부체계류점의 좌표를  $(x'_n, y'_n, z'_n)$ , 정지위치에서부터 착쇄점의 변위를  $(\Delta x_n, \Delta y_n, \Delta z_n)$ 으로 하면,  $(x_G, y_G, z_G, \varphi, \theta, \psi)$ 과 착쇄점변위와의 관계는 다음의 식으로 주어진다.

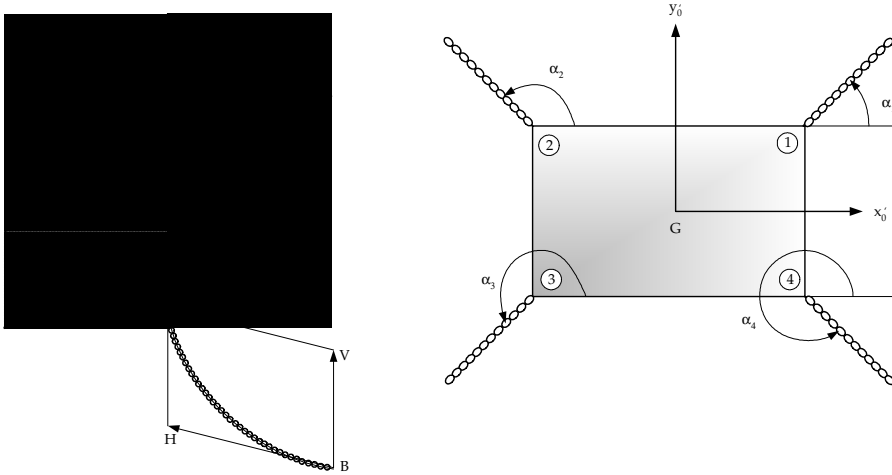


Fig. A3. coordinate of mooring line.



$$\begin{pmatrix} \Delta x_n \\ \Delta y_n \\ \Delta z_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\psi & \theta \\ \psi & 0 & -\varphi \\ -\theta & \varphi & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n' \\ y_n' \\ z_n' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_G \\ y_G \\ z_G \end{pmatrix} \quad (\text{A2.1})$$

여기서,  $x_G$ 는 surging,  $y_G$ 는 swaying,  $z_G$ 는 heaving,  $\varphi$ 는 rolling,  $\theta$ 는 pitching,  $\psi$ 는 yawing을 각각 나타낸다.

또한,  $BHV$ 평면내의 계류점변위  $(\Delta H_n, \Delta V_n)$ 와의 관계는 다음의 식으로 주어진다.

$$\begin{cases} \Delta H_n = -(\Delta x_n \cos \alpha_n + \Delta y_n \sin \alpha_n) \\ \Delta V_n = \Delta z_n \end{cases} \quad (\text{A2.2})$$

한편, 변위  $\Delta H_n, \Delta V_n$ 에 의한  $H$ 축과  $V$ 축방향으로 계류라인 반력의 증분을 다음과 같이 나타낸다.

$$\begin{cases} P_H^{(n)} = f_H(\Delta H_n, \Delta V_n) \\ P_V^{(n)} = f_V(\Delta H_n, \Delta V_n) \end{cases} \quad (\text{A2.3})$$

따라서, Fig. A4에 나타내는 공간고정좌표  $G - x', y', z'$ 좌표방향의 반력을 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{cases} P_x^{(n)} = -P_H^{(n)} \cos \alpha_n \\ P_y^{(n)} = -P_H^{(n)} \sin \alpha_n \\ P_z^{(n)} = -P_V^{(n)} \end{cases} \quad (\text{A2.4})$$

이로부터,  $n_0$ 본의 계류라인을 부체에 부착한 경우에 부체의 운동방향으로 작용하는 계류라인의 반력 및 중심주변의 반력모멘트를 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$\left\{ \begin{array}{l} G_x = - \sum_{n=1}^{n_0} P_x^{(n)} \\ G_y = - \sum_{n=1}^{n_0} P_y^{(n)} \\ G_z = - \sum_{n=1}^{n_0} P_z^{(n)} \\ G_\varphi = - \sum_{n=1}^{n_0} \mathbf{G}^{(n)} \cdot \mathbf{i}_x \\ G_\theta = - \sum_{n=1}^{n_0} \mathbf{G}^{(n)} \cdot \mathbf{i}_y \\ G_\psi = - \sum_{n=1}^{n_0} \mathbf{G}^{(n)} \cdot \mathbf{i}_z \end{array} \right. \quad (\text{A2.5})$$

여기서,

$$\mathbf{G}^{(n)} = \mathbf{r}^{(n)} \times \mathbf{P}^{(n)} = \begin{vmatrix} \mathbf{i}_x & \mathbf{i}_y & \mathbf{i}_z \\ r_x^{(n)} & r_y^{(n)} & r_z^{(n)} \\ P_x^{(n)} & P_y^{(n)} & P_z^{(n)} \end{vmatrix} \quad (\text{A2.6})$$

$$\begin{pmatrix} r_x^{(n)} \\ r_y^{(n)} \\ r_z^{(n)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\psi & \theta \\ \psi & 1 & -\varphi \\ -\theta & \varphi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n' \\ y_n' \\ z_n' \end{pmatrix} \quad (\text{A2.7})$$

그리고,  $\mathbf{i}_m$ 은  $m$ 방향의 단위벡터,  $\mathbf{r}^{(n)}$ 은 부체중심으로부터 계류라인 No.  $n$ 의 부체 계류점까지의 위치벡터이다.

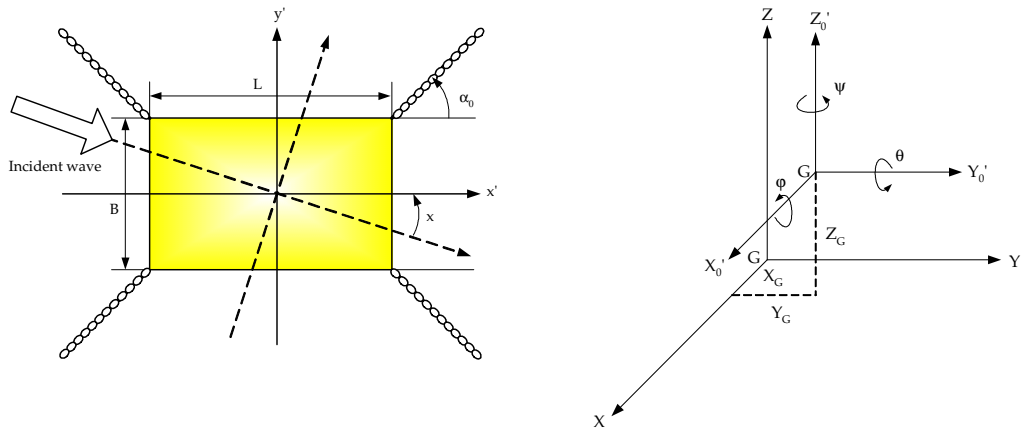


Fig. A4. Fixed coordinate of mooring line.

## A22 계류라인에 있어서 비선형반력의 계산방법

부체상의 계류점(A점)과 해저부앵커점(B점) 사이에 연결된 계류라인은 선밀도가 균 일한 것으로 하면 Catenary곡선을 이루게 된다. 이 특성을 이용하면 반력을 이하와 같 이 계산할 수 있다. 초기설정시에 있어서 이 두점간의 수평방향거리를  $H_0$ , 연직방향거 리를  $V_0$ , 부체계류점에서 장력의 수평방향성분을  $T_{H0}$ , 단위길이당의 중량을  $\omega$ 로 하여 이들의 값이 주어졌다고 가정한다. 먼저, 계류라인과 해저가 접하는 부분이 없는 경우 (Fig. A5)인가 혹은 계류라인과 해저가 접하는 부분이 있는 경우(Fig. A6)인가를 판별하 여 계류라인의 실제길이  $s_0$ 와 유효길이  $l_0$ 를 다음과 같이 구할 수 있다.

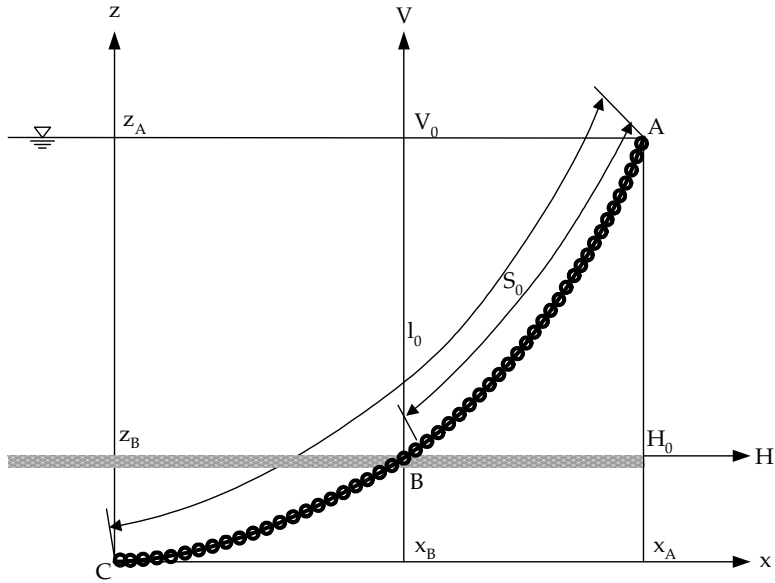


Fig. A5. Taut state of mooring line.

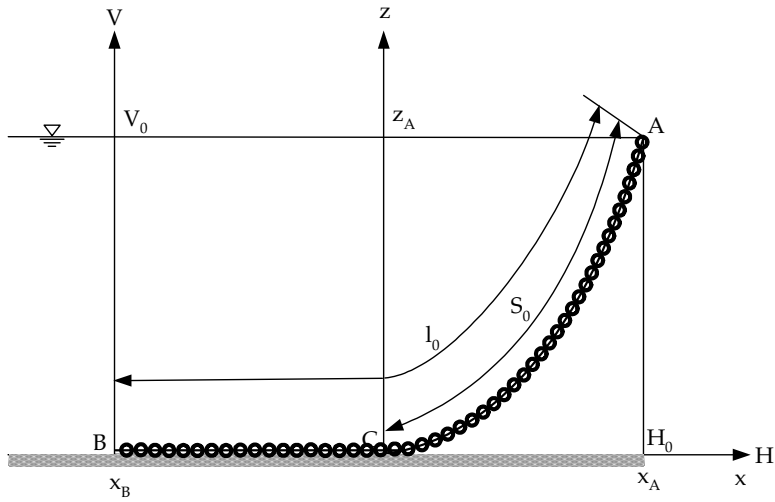


Fig. A6. Slack state of mooring line.

따라서,  $V_0, a_0 (= T_{H0}/\omega)$ 로부터 다음의 관계가 주어진다.

$$\begin{cases} s_i = \sqrt{V_0(V_0 + 2a_0)} \\ x_i = a_0 \sinh^{-1}\left(\frac{s_i}{a_0}\right) \end{cases} \quad (\text{A2.8})$$

여기서,  $x_i > H_0$ 이면 Fig. A5의 상태이므로 다음의 관계식을 알 수 있다.

$$\begin{cases} s_0^2 - V_0^2 = 4a_0^2 \sinh^2\left(\frac{H_0}{2a_0}\right) \\ V_0 = 2a_0 \sinh\left(\frac{2x_B + H_0}{2a_0}\right) \sinh\left(\frac{H_0}{2a_0}\right) \\ l_0 = a_0 \sinh\left(\frac{x_B + H_0}{a_0}\right) \end{cases} \quad (\text{A2.9})$$

위의 식으로  $s_0$ 와  $l_0$ 를 구할 수 있으며,  $x_i \leq H_0$ 이면 Fig. A6의 상태로 되기 때문에 다음의 결과를 얻을 수 있다.

$$\begin{cases} l_0 = s_i \\ s_0 = l_0 + (H_0 - x_i) \end{cases} \quad (\text{A2.10})$$

이 때,  $A$ 점에서 초기장력의 연직방향분력  $T_{V0}$ 는  $T_{V0} = \omega l_0$ 로 계산된다.

다음으로,  $A$ 점이  $\Delta H, \Delta V$ 만큼 운동하여  $A'$ 점으로 이동한 상태에서 계류라인의 장력을 고찰한다. 이 상태에서도  $s_0$ 가 불변이기 때문에 먼저  $V = V_0 + \Delta V$ 를 만족하면서  $B$ 점과  $C$ 점이 포개지게 되는  $A_j$ 를 구한다. 이 때에  $A_j$ 점의 횡좌표를  $H_j = H_0 + \Delta H_j$ 로 나타내면 다음의 관계식이 얻어질 수 있다.

$$\begin{cases} a_j = (s_0^2 - V_0^2)/2V \\ H_j = a_j \cosh^{-1}\left(\frac{V}{a_j} + 1\right) \end{cases} \quad (\text{A2.11})$$

이 상태는  $B$ 점( $= C$ 점)에서 바로 접하고 있는 상태이며, 또한  $H$ 를 일정하게 유지하면서  $A_j$ 점을  $\Delta H' = \Delta H - \Delta H_j$ 만큼 이동시키면  $A'$ 으로 되기 때문에 만약에  $\Delta H' > 0$ 이면 계류라인은 분명히 Fig. A5의 상태로 되므로 다음의 식이 성립된다.

$$\begin{cases} s_0^2 - V^2 = 4a^2 \sinh^2\left(\frac{H}{2a}\right) \\ V = 2a \sinh\left(\frac{2x_B + H}{2a}\right) \sinh\left(\frac{H}{2a}\right) \\ l = 2a \sinh\left(\frac{x_B + H}{a}\right) \end{cases} \quad (\text{A2.12})$$

위의 식(A2.12)의 세 번째 식으로부터  $a$ 와  $l$ 을 구할 수 있다. 역으로,  $\Delta H' \leq 0$ 이면 Fig. A6의 상태가 되므로 다음의 관계식이 줄어들 수 있다.

$$\begin{cases} V = a \left( \cosh \frac{H - s_0 + \sqrt{V(V+2a)}}{a} - 1 \right) \\ l = \sqrt{V(V+2a)} \end{cases} \quad (\text{A2.13})$$

위의 식(A2.13)의 두 번째 식으로부터  $a$ 와  $l$ 을 구할 수 있다. 이로부터  $A'$ 점에서 계류라인의 장력의 수평 및 연직방향성분은 다음의 식으로 된다.

$$\begin{cases} T_H = \omega a \\ T_V = \omega l \end{cases} \quad (\text{A2.14})$$

따라서, 변위에 대한 반력의 증분은 초기설정시의 힘과의 차를 취함으로써 각각 다음의 식과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{cases} P_H = -\omega(a - a_0) \\ P_V = -\omega(l - l_0) \end{cases} \quad (\text{A2.15})$$

### A2.3 계류라인에 있어서 선형반력의 계산방법

$\Delta V, \Delta H$ 가 미소한 범위에서는 선형스프링상수를 갖는 것으로써 반력을 근사할 수 있다. 이 선형스프링력은 계류라인의 초기설정상태로부터 이하와 같이 계산될 수 있다.

$$\begin{cases} P_H = -(K_{HH}\Delta H + K_{VH}\Delta V) \\ P_V = -(K_{VV}\Delta V + K_{HV}\Delta H) \end{cases} \quad (A2.16)$$

$$\begin{cases} K_{HH} = w \frac{\sinh \bar{D}}{Q} \\ K_{VV} = w \frac{\{\bar{D} \cosh \bar{X} \cosh (\bar{X} + \bar{D}) - \sinh \bar{D}\}}{Q} \\ K_{HV} = K_{VH} = w \frac{\{\cosh \bar{X} (\cosh \bar{D} - 1) + \sinh \bar{X} \sinh \bar{D}\}}{Q} \end{cases} \quad (A2.17)$$

여기서,

$$\begin{cases} Q = \bar{D} \sinh \bar{D} - 2(\cosh \bar{D} - 1) \\ \bar{D} = H_0/a_0 \\ \bar{X} = x_B/a_0 \end{cases} \quad (A2.18)$$

또한,  $x_B$ 는 초기상태에 있어서  $x_B$ 의 값을 의미하며, 만약 초기상태가 Fig. A6의 상태이면  $x_B = 0$ 으로 둔다.

이와 같이 선형근사로 처리하는 경우에는 계류라인의 반력인 식(A2.5)를 용이하게 처리할 수 있으며, 계류라인을 전후좌우 대칭으로 설치하는 경우에는 다음의 식으로 표현된다.

$$\begin{cases}
G_x = K_{xx}x_G + K_{x\theta}\theta \\
G_y = K_{yy}y_G + K_{y\varphi}\varphi \\
G_z = K_{zz}z_G \\
G_\varphi = K_{\varphi\varphi}\varphi + K_{\varphi y}y_G \\
G_\theta = K_{\theta\theta}\theta + K_{\theta x}x_G \\
G_\psi = K_{\psi\psi}\psi
\end{cases} \quad (\text{A2.19})$$

여기서,  $K_{ij}$  ( $i, j = x, y, z, \varphi, \theta, \psi$ )는 계류라인의 선형스프링상수를 의미하며, 라인 1줄의 선형스프링상수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{cases}
K_{xx} = K_{HH}\cos^2\alpha_0 \\
K_{x\theta} = \left(K_{HV}\frac{L}{2} + K_{HH}z_0\cos\alpha_0\right)\cos\alpha_0 \\
K_{yy} = K_{HH}\sin^2\alpha_0 \\
K_{y\varphi} = \left(-K_{HV}\frac{B}{2} - K_{HV}z_0\sin\alpha_0\right)\sin\alpha_0 \\
K_{zz} = K_{VV} \\
K_{\varphi\varphi} = K_{VV}\left(\frac{B}{2}\right)^2 + 2K_{HV}\frac{B}{2}z_0\sin\alpha_0 + K_{HH}z_0^2\sin^2\alpha_0 \\
K_{\varphi y} = \left(-K_{HH}z_0\sin\alpha_0 - K_{HV}\frac{B}{2}\right)\sin\alpha_0 \\
K_{\theta\theta} = K_{VV}\left(\frac{L}{2}\right)^2 + 2K_{HV}\frac{L}{2}z_0\sin\alpha_0 + K_{HH}z_0^2\cos^2\alpha_0 \\
K_{\theta x} = \left(K_{HV}\frac{L}{2} + K_{HH}z_0\cos\alpha_0\right)\cos\alpha_0 \\
K_{\psi\psi} = K_{HH}\left(\frac{L}{2}\sin\alpha_0 - \frac{B}{2}\cos\alpha_0\right)^2
\end{cases} \quad (\text{A2.20})$$



여기서,  $z_0$ 는 중심에서 부체계류점까지의 연직거리로 계류점이 중심보다 위에 있는 경우에는 (+), 계류점이 중심보다 아래에 있는 경우에는 (-)를 취한다.